



INAOE

Simulación y procesamiento de señales de un tomógrafo de coherencia óptica en el dominio temporal, espectral y análisis de la modalidad funcional Doppler

Por:

LCFM. Alejandro Sánchez Ortega

Tesis sometida como requisito
parcial para obtener el grado de:

**MAESTRÍA EN CIENCIAS EN LA
ESPECIALIDAD DE ÓPTICA**

En el:

**Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica
y Electrónica
Coordinación de Óptica**

Asesor:

Dr. Jorge Castro Ramos, INAOE.

Co-asesor:

**Dra. Yenisey del Rocío Ponce de León Villanueva, Universidad La
Salle Morelia.**

Diciembre, 2021.
Santa María de Tonantzintla, Puebla, CP. 72840

©INAOE 2021.

Todos los Derechos Reservados

El autor otorga al INAOE el permiso de reproducir y distribuir copias
de esta tesis.



Abstract

Optical Coherence Tomography (OCT) is a non-invasive imaging technique used when it is desirable to observe the internal structure and the scattering properties of an object of study through non-ionizing light. The OCT technique is based on Low Coherence Interferometry (LCI), where a Michelson interferometer generates an interference pattern due to the combination of a reference beam and the light back-scattered by the sample. To obtain an interpretable image of the acquired signal, several digital processing steps are necessary; principally, the use of the Fourier transform and its inverse. The processed signal is an A-scan, and the set of several lateral A-scans is known as B-scan or tomogram.

In this thesis work, it is presented the procedure followed to perform a Matlab simulation of an OCT signal in the time domain as well as in the frequency domain. The objective of this procedure is to convert the interference signal into an intensity profile as function of the sample's depth, *i.e.*, an A-scan. A simulation of a Doppler OCT system (D-OCT), in the frequency domain, is also shown. The goal is to understand the data processing that allows, from the phase information of the OCT signal, to measure the velocity and the flow direction of a sample. In this modality, a fluid characterized by an initial velocity distribution, and flowing through a capillary tube is simulated.

Finally, a Graphical User Interface (GUI) is presented to generate and process the interference signals in either type of OCT system. The designed GUI allows the selection of the input object to be studied. It plots the A-scans at the same time they are being scanned in the lateral direction (x). It also displays the recovered B-scan after the entire width of the simulated object is scanned. In addition, is included the option to perform the scan in the y direction to obtain three-dimensional images (C-scan). Additionally, the GUI offers a set of tools that control the contrast, brightness, and dynamic range of the retrieved images.

Resumen

La Tomografía de Coherencia Óptica (*Optical Coherence Tomography*, OCT por sus siglas en inglés) es una técnica de imagen no invasiva que se utiliza cuando se quiere observar la estructura interna de un objeto de estudio mediante luz no ionizante y aprovechando las propiedades de esparcimiento del objeto. El elemento central del sistema de OCT es la Interferometría de Baja Coherencia (*Low Coherence Interferometry*, LCI por sus siglas en inglés), en la cual, a partir de un interferómetro de Michelson se genera un patrón de interferencia debido a la combinación de un haz de referencia y la luz retroesparcida por la muestra. Para obtener una imagen interpretable de la señal adquirida son necesarios varios procesamientos digitales que incluyen principalmente el uso de la transformada de Fourier y su inversa. A la señal procesada se le conoce como A-scan y al conjunto de varios A-scan laterales se le conoce como B-scan o tomograma.

En este trabajo de tesis se presenta el procedimiento seguido para realizar la simulación en MATLAB de la señal de un sistema de OCT en el dominio temporal, así como en el dominio de la frecuencia; siendo el objetivo de este procedimiento convertir la señal de interferencia en un perfil de intensidad en función de la profundidad del objeto muestra, es decir, un A-scan. Se muestra también la simulación de un sistema Doppler OCT en el dominio de la frecuencia (D-OCT, por sus siglas en inglés) para entender el procesamiento de los datos que permiten, a partir de la información de fase de la señal de OCT, medir la velocidad y dirección de flujo en una muestra. En esta modalidad se simula un fluido caracterizado por una distribución inicial de velocidades que circula a través de un capilar.

Finalmente se presenta una interfaz gráfica de usuario (*Graphical User Interface*, GUI por sus siglas en inglés) con la cual se generan y procesan las señales de interferencia en cualquiera de los dos tipos de sistema de OCT. La GUI diseñada permite seleccionar el objeto de entrada que va a ser estudiado, grafica los A-scan conforme se realiza el escaneo lateral en la dirección x y muestra el B-scan recuperado después de escanear todo el ancho del objeto simulado. También se incluye la opción de realizar el escaneo en la dirección y para obtener imágenes tridimensionales.

Agradecimientos

Agradezco a todos los profesores que me brindaron las herramientas necesarias para poder concluir esta etapa de formación profesional. A mi asesor de tesis, el Dr. Jorge Castro Ramos por su apoyo y orientación a lo largo de este trabajo, así como a mi co-asesora la Dra. Yenisey del Rocío Ponce de León Villanueva por haber compartido conmigo sus conocimientos y su gran experiencia, por su paciencia y el apoyo que en todo momento me brindó.

Agradezco a los sinodales por sus comentarios en este trabajo, en especial al Dr. Mauricio Ortiz Gutiérrez por haberme puesto en este camino de la óptica y motivarme a pensar en grande.

Agradezco a Ángel, Rafa, Santiago, Diego, Arantxa, Carlos, Edwin, Alex, Selma y a la Sra. Irlanda por su apoyo y por brindarme su amistad y hacer que el estar lejos de casa fuera menos estresante. También a mis amigos del alma Galinzoga, Erika y Víctor y a toda mi familia por estar siempre al pendiente.

Agradezco al Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica (INAOE) por todo el apoyo prestado por su personal y sus instalaciones.

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por la beca otorgada y gracias a la cual me fue posible realizar este estudio de posgrado.

Por último, quiero reconocer todo el apoyo que recibí por parte de mi familia, a mis padres Hilda y Rafa por sus consejos y por siempre escucharme y a mis hermanos Rafa y Liz por siempre creer en mi.

Dedicatoria

A la memoria de todos los que ya no están, en especial a la de mi abuela Salud Talavera Paz.

Gracias.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Tomografía de Coherencia Óptica	4
1.2. Objetivos de la tesis	6
1.3. Estructura de la tesis	7
2. Interferometría de baja coherencia	9
2.1. Introducción	9
2.2. Tratamiento electromagnético de la luz	10
2.3. Coherencia espacial y temporal	11
2.4. Interferometría de baja coherencia	12
2.4.1. Interferometría de baja coherencia: dominio del tiempo	14
2.4.2. Interferometría de baja coherencia: dominio de la frecuencia	17
3. Tipos de sistemas de OCT	21
3.1. Introducción	21
3.2. Sistema de OCT del dominio temporal (TD-OCT)	22
3.3. Sistemas de OCT del dominio de la frecuencia (FD-OCT)	26

3.4.	Algunas consideraciones de la técnica de OCT	34
3.5.	Doppler OCT y otras extensiones funcionales	38
4.	Procedimiento y resultados	43
4.1.	Introducción	43
4.2.	Simulación de objetos	44
4.3.	Simulación de la señal de un sistema de OCT del dominio temporal	46
4.4.	Simulación de la señal de OCT del dominio de la frecuencia	50
4.5.	Simulación de la modalidad Doppler OCT	54
4.6.	Resultados	57
4.7.	Análisis del error en las simulaciones numéricas	66
4.8.	Interfaz gráfica de usuario	71
5.	Conclusiones	75
	Apéndices	78
A.	Transformada de Fourier de la distribución de intensidad de la fuente de luz	79
B.	Algoritmos programados en MATLAB	81
C.	Demostración de la interfaz gráfica de usuario	89
	Bibliografía	92

Capítulo 1

Introducción

En este capítulo se discuten los principios básicos de la técnica de Tomografía de Coherencia Óptica en sus dos modalidades y su desarrollo a lo largo de la historia, de igual forma se describe la organización de la tesis.

La óptica es la parte de la física que se encarga de estudiar algunos fenómenos que se presentan cuando la luz interactúa con la materia, por ejemplo, la reflexión, la refracción, el esparcimiento, entre otros. El desarrollo y crecimiento de la óptica a lo largo de la historia ha tenido como consecuencia un sin fin de aplicaciones en diversas áreas, siendo una de ellas las técnicas ópticas para obtener imágenes del interior de un objeto de manera no invasiva. Con esta modalidad de obtención de imágenes se han generado una gran variedad de técnicas tomográficas aplicadas principalmente en el área de la medicina. Dentro de estas técnicas se encuentran la Resonancia Magnética Nuclear (Figura 1.1a), la Tomografía Axial Computarizada (Figura 1.1b) y la Tomografía por Emisión de Positrones (Figura 1.1c), todas ellas proporcionan imágenes por secciones, planos o cortes de un objeto tridimensional a partir de radiación ionizante.

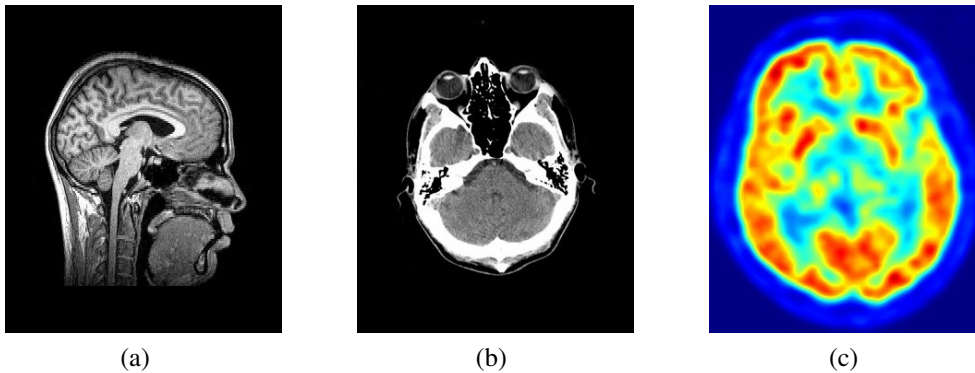


Figura 1.1: Técnicas de imagen por secciones del cráneo con radiación ionizante: a) Resonancia Magnética Nuclear; b) Tomografía Axial Computarizada; c) Tomografía por Emisión de Positrones. Imágenes tomadas de: <https://www.ilerna.es / blog / aprendecon-ilerna-online / sanidad / tecnicas-de-imagen-diagnostico />.

Las técnicas de imagen a partir de radiación no ionizante usan luz en la región del espectro visible e infrarrojo cercano, así como las propiedades ópticas del objeto muestra tales como la absorción, la dispersión, la reflexión y el esparcimiento para obtener imágenes detalladas de su estructura interna. Un ejemplo de este tipo de técnica tomográfica que utiliza principalmente la luz retroesparcida por el objeto muestra es la Tomografía de Coherencia Óptica (*Optical Coherence Tomography*, OCT por sus siglas en inglés). En la Figura 1.2 se muestra el tipo de imagen obtenida mediante esta técnica.

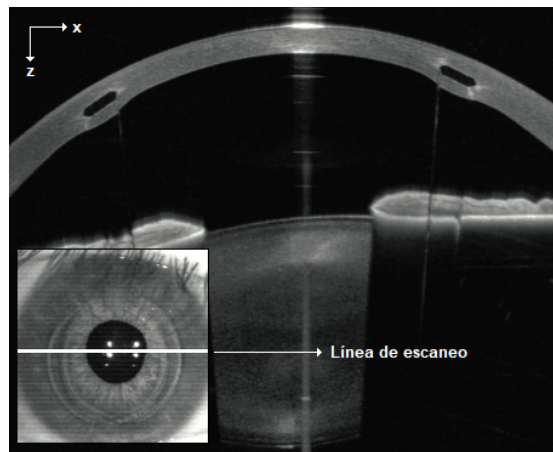


Figura 1.2: Imagen de un corte transversal del globo ocular obtenida mediante la técnica de OCT. Imagen tomada de: <https://www.clinicasnovovision.com / blog / oct-tomografia-de-coherencia-optica />.

Sin importar el tipo de radiación utilizada, el equipo empleado en la adquisición

de los cortes transversales es llamado tomógrafo y la imagen generada se conoce como tomograma.

Un sistema de OCT consiste principalmente en un interferómetro de Michelson con una fuente de iluminación de banda ancha, donde en uno de los brazos, el espejo se sustituye por la muestra que se desea analizar. La propiedad de coherencia de la luz retroesparcida por la muestra proporciona información sobre la ubicación en profundidad de los sitios (o capas) que generan retroesparcimiento dentro del objeto. El grado de detalle que se puede observar en los tomogramas generados con la técnica de OCT depende de la longitud de coherencia de la fuente, del tamaño del punto de enfoque del haz sobre la muestra y de las propiedades ópticas del medio analizado [1].

A las líneas de escaneo resueltas en profundidad caracterizadas por una intensidad de retroesparcimiento se les conoce como A-scan, al conjunto de varios A-scan laterales se les conoce como B-scan y al conjunto de varios B-scan se le conoce como C-scan, estos dos últimos representan imágenes bidimensionales y tridimensionales, respectivamente. En la Figura 1.3 se muestran los tipos de escaneo que se pueden realizar con un sistema de OCT, así como las imágenes que se obtienen como resultado.

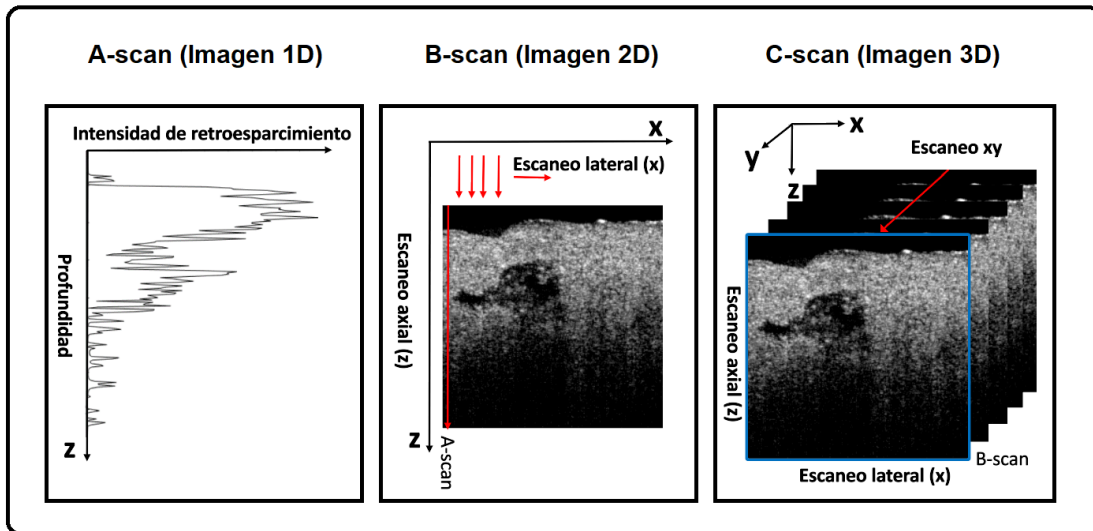


Figura 1.3: Modos de escaneo en un sistema de OCT.

La parte de interés en este trabajo de investigación es el procesamiento digital que permite transformar la señal de interferencia en una señal resuelta en profundidad. Para entender como se logra esto, a continuación se presenta el desarrollo y los principios básicos de la técnica de OCT.

1.1. Tomografía de Coherencia Óptica

En 1976 Barnoski *et al.* [2] demostraron un nuevo método para medir la atenuación de un pulso corto de luz a largo de una fibra óptica. Esta técnica no destructiva, denominada reflectometría óptica en el dominio del tiempo (*Optical Time Domain Reflectometry*, OTDR por sus siglas en inglés), fue la idea principal para el desarrollo de técnicas de detección de baja coherencia a partir de las cuales se podrían obtener imágenes en profundidad de un objeto muestra [3].

Con el paso del tiempo diferentes investigadores contribuyeron con el desarrollo de esta nueva modalidad de imagen con el fin de aplicarla en diversas áreas de la medicina. En 1986 Fujimoto *et al.* [4] aplicaron las ideas de la técnica para obtener medidas de las diferentes estructuras internas del ojo utilizando una fuente de pulsos ultracortos de luz. Los pulsos eran enviados al globo ocular y dependiendo del tiempo de retardo entre estos se podía calcular la distancia entre cada uno de los sitios donde el pulso había sido reflejado. Ellos reportaron que con esta técnica fue posible diferenciar tres capas internas del globo ocular; sin embargo, el uso de pulsos ultracortos era demasiado caro y muy poco práctico, por lo que volverlo una técnica comercial era casi imposible. En 1988 Fercher *et al.* [5] sustituyeron la fuente de pulsos ultracortos por una fuente parcialmente coherente para realizar la misma tarea. Sin embargo, su trabajo solo los llevó a la publicación de un artículo, pero no al establecimiento de una técnica sólida.

Tiempo después, a principios de los años noventa, Huang se unió al equipo de trabajo de Fujimoto y en conjunto con Swanson desarrollaron las ideas del proyecto de tesis de Apostolopoulos (1989). En dicho proyecto Apostolopoulos utilizaba un diodo superluminiscente en lugar de una fuente de pulsos ultracortos y un sistema de espejos que variaba la diferencia de camino óptico para realizar la misma tarea de obtener imágenes de la estructura interna del globo ocular. Apostolopoulos reportó que con su sistema de baja coherencia se podía observar hasta el fondo del cristalino e incluso existía una señal que parecía indicar que también se podía distinguir la retina. Cabe resaltar que con esta técnica solo se podía obtener una línea de escaneo resuelta en profundidad, es decir, no existía una imagen como tal. Basado en estos resultados Huang sugirió realizar el análisis en dirección horizontal y vertical de tal forma que se pudieran obtener imágenes bidimensionales y tridimensionales en lugar de solo una línea; así como utilizar un interferómetro de Michelson con el fin de poder colocar el objeto a analizar en uno de los brazos y realizar escaneos en profundidad al mover axialmente el espejo del otro brazo. Como resultado Huang *et al.* [6] publicaron un artículo en donde a la técnica la llamaron por primera vez Tomografía de Coherencia Óptica y la presentaron como una técnica interferométrica de baja coherencia empleada para obtener imágenes ópticas de forma no invasiva tanto de medios transparentes como de medios con esparcimiento y cuyo funcionamiento era muy parecido a la técnica del ultrasonido.

Las diversas investigaciones llevaron al desarrollo de dos tipos de sistemas de OCT, el OCT del dominio temporal (*Time Domain Optical Coherence Tomography*, TD-OCT por sus siglas en inglés) como el que presentó Huang en 1991 y otro presentado por Fercher en 1995 [7], en el que bajo una nueva configuración de detección, los tomogramas se obtenían con mayor velocidad, ya que el espejo de referencia se dejaba fijo y se registraban de una sola vez todas las longitudes de onda utilizando un espectrómetro y un arreglo lineal de detectores. Esta nueva modalidad fue presentada como el OCT del dominio de la frecuencia o de Fourier (*Frequency Domain Optical Coherence Tomography*, FD-OCT por sus siglas en inglés).

El principio de funcionamiento de los dos tipos de sistemas de OCT consiste en detectar los tiempos de retardo de la luz retroesparcida por la muestra y su intensidad a partir de una técnica interferométrica. En el caso específico del sistema del dominio temporal, el espejo del brazo de referencia del interferómetro se utiliza para escanear la muestra a lo largo del eje de profundidad. La interferencia se presenta siempre que la diferencia de camino óptico entre la luz retroesparcida por la muestra y la que es reflejada por el espejo en el brazo de referencia es menor que la longitud de coherencia de la fuente, por lo que la señal decrece rápidamente con un mínimo desajuste en la diferencia de caminos ópticos, lo que permite después de un procesamiento digital, localizar la ubicación de los sitios que generaron el retroesparcimiento con gran precisión. La desventaja de este tipo de OCT es que al depender del movimiento del espejo de referencia para escanear la muestra en profundidad, el tiempo que tarda en formarse una imagen bidimensional es elevado.

Existen dos tipos de sistemas de OCT del dominio de la frecuencia, uno de ellos utiliza una fuente de luz de amplio espectro y el otro utiliza una fuente de luz de barrido espectral, debido a esto, el sistema empleado para detectar la señal de interferencia es diferente para cada uno.

Si se utiliza una fuente de luz de amplio espectro todas las longitudes de onda contenidas dentro del ancho espectral interfieren al mismo tiempo, pero a diferentes profundidades, por lo que en la señal de interferencia se encuentra mezclada la información debida al conjunto de todas las longitudes de onda. Con ayuda de un espectrómetro de alta velocidad la señal se separa en función de la frecuencia (o número de onda), posteriormente se detecta con un arreglo lineal de detectores. A esta configuración se le conoce como OCT del dominio espectral (*Spectral Domain Optical Coherence Tomography*, SD-OCT por sus siglas en inglés). La desventaja de esta configuración radica en la necesidad de un arreglo de detectores de alta resolución y velocidad, además de la necesidad de alinear el espectrómetro.

Si se utiliza una fuente de luz de barrido espectral, con cada una de las múltiples longitudes de onda sintonizables se realiza el escaneo en profundidad del objeto muestra. La señal de interferencia debido a cada longitud de onda sintonizada se re-

gistra con un solo detector. Los sistemas de OCT basados en esta técnica se conocen como OCT de fuente de barrido (*Swept Source Optical Coherence Tomography*, SS-OCT por sus siglas en inglés). Su principal desventaja es el alto costo del tipo de fuente de iluminación que se emplea, ya que es necesario que la fuente cumpla con ciertas características, como señales ópticas de alta calidad, barridos altamente lineales, rápidos y con muy buena confiabilidad [8].

La profundidad de penetración, para el caso del sistema del dominio temporal depende de la distancia que se pueda desplazar el espejo de referencia, mientras que para el caso del dominio de la frecuencia depende de la capacidad del detector para detectar frecuencias altas. En ambos sistemas este parámetro suele estar dentro de un rango milimétrico (1 a 3 mm) y limitado por las propiedades ópticas de la muestra analizada.

Los sistemas de OCT se pueden clasificar en tres generaciones dependiendo de la velocidad de adquisición de la imagen. La primera generación corresponde al TD-OCT, cuyo sistema más veloz (en el 2011 [9]) era capaz de adquirir unas cuantas miles de líneas de escaneo por segundo. Desde su invención hasta la fecha se han logrado velocidades de adquisición de unos pocos millones de líneas de escaneo por segundo utilizando los sistemas SD-OCT (segunda generación) y SS-OCT (tercera generación). Esto se traduce a que en los últimos 30 años se ha logrado un aumento de 6 órdenes de magnitud en la velocidad de adquisición de la imagen [10].

En todos los tipos de sistemas de OCT la información a partir de la cual se recuperan los A-scan se encuentra modulada por señales que se generan debido a la interferencia de los haces, es por eso que se debe realizar un procesamiento digital a los datos, que implica la aplicación de filtros para eliminar el espectro de la fuente, así como el uso de la transformada de Fourier y su inversa. Es precisamente el procesamiento de las señales, a fin de obtener la imagen correspondiente, lo que comprende el objetivo principal del trabajo de investigación en esta tesis.

En la siguiente sección se presenta la organización y los objetivos del presente trabajo de tesis.

1.2. Objetivos de la tesis

Objetivo principal

- Simulación de la señal de OCT resuelta en el dominio temporal y en el dominio espectral a través de una interfaz gráfica para estudiar objetos simulados caracte-

rizados por una función que describe el coeficiente de reflexión a lo largo de la profundidad considerando un índice de refracción constante.

- Procesamiento de los datos que permiten, a partir de la información de fase de la señal de OCT, obtener una aproximación de la velocidad de flujo considerando un fluido caracterizado por una distribución de velocidades inicial que circula a través de un capilar.

Objetivos particulares

- Revisar la literatura para describir y comprender el funcionamiento de un sistema de OCT tanto en el dominio temporal como de la frecuencia, así como de la modalidad funcional Doppler OCT.
- Obtener las ecuaciones que representan la señal de interferencia generada por un sistema de OCT tanto en el dominio temporal como en el de la frecuencia, al igual que la señal para recuperar las distribuciones de velocidad en un sistema Doppler OCT.
- Conocer los pasos del procesamiento digital de la señal de interferencia para poder representar la intensidad como función de la profundidad.
- Diseñar los objetos muestra para utilizar en la simulación.
- Escribir un código que permita simular la señal de interferencia bajo una configuración y detección en el dominio temporal y en el dominio de la frecuencia.
- Escribir un código que permita resolver las señales de interferencia en el dominio temporal y de la frecuencia para recuperar los perfiles de intensidad resueltos en profundidad.
- Escribir un código que permita simular la modalidad funcional Doppler OCT suponiendo el movimiento de un fluido dentro de un capilar de vidrio.
- Escribir un código para generar una interfaz gráfica en la cual se puedan mostrar los resultados de las simulaciones.

1.3. Estructura de la tesis

La presente tesis se organiza de la siguiente forma:

- **Capítulo 2: Interferometría de baja coherencia.** Se aborda el comportamiento ondulatorio de la luz, así como su representación matemática. Se analiza el fenómeno de interferencia óptica como la superposición de dos campos eléctricos, se describen las señales de interferencia generadas por dos haces de luz y las condiciones bajo las cuales estas se presentan. Se define la propiedad de coherencia de un haz de luz y su manifestación en el patrón de interferencia. Por último, se establecen las ecuaciones básicas de interferencia de dos haces de luz que surgen del análisis de un interferómetro de Michelson considerando una fuente de luz parcialmente coherente.
- **Capítulo 3: Tipos de sistemas de OCT.** Se deduce la señal de interferencia generada en un sistema de OCT, así como el significado de todos los términos que aparecen en las expresiones matemáticas. Se presenta la configuración óptica del sistema, la forma de adquisición de la señal, así como los pasos para realizar el procesamiento de la señal de interferencia, tanto para un sistema de OCT en el dominio temporal como para uno en el dominio de la frecuencia. Por último, se describen brevemente algunas modalidades funcionales de OCT, entre ellas la modalidad Doppler OCT.
- **Capítulo 4: Procedimiento y resultados.** Se presenta la forma en la que se simulan los objetos analizados. Se describen los algoritmos para construir la señal de interferencia, así como para representar la intensidad de la señal de interferencia como función de la profundidad, tanto bajo una configuración en el dominio temporal como en el dominio de la frecuencia. Se presentan los resultados obtenidos al considerar dos objetos. Los resultados incluyen el comportamiento de un A-scan a lo largo de la profundidad del objeto muestra, así como un B-scan generado por el escaneo lateral del sistema de OCT. Se muestran los resultados de la modalidad funcional Doppler OCT al considerar un fluido que circula a través de un capilar caracterizado por una distribución de velocidad parabólica que circula a través de un capilar. Por último, se muestra el comportamiento del error cuadrático medio (RMSE) y el coeficiente de correlación (CC) al comparar los objetos de entrada y las imágenes recuperadas con las simulaciones.
- **Conclusiones.** Se presentan las conclusiones generales de este trabajo.

Capítulo 2

Interferometría de baja coherencia

En este capítulo se describen los conceptos teóricos necesarios para el desarrollo de esta tesis. Se analiza el comportamiento ondulatorio de la luz, los conceptos de coherencia espacial y temporal de un haz de luz y se estudia la teoría de interferencia de dos haces considerando una fuente de luz parcialmente coherente en un interferómetro de Michelson.

2.1. Introducción

La interferometría es una técnica que consiste en combinar dos o más ondas de luz, radio o sonido que viajan por caminos diferentes y que se superponen en un punto del espacio formando un patrón de interferencia. En el caso de la luz el patrón de interferencia forma una distribución espacial de intensidad, cuya amplitud depende de la diferencia entre las trayectorias recorridas por cada una de las ondas. Dentro de la interferometría óptica se encuentra la interferometría de baja coherencia, la cual consiste en utilizar una fuente de luz de baja coherencia, es decir, con un ancho espectral amplio en lugar de una luz de ancho espectral angosto como lo son los láseres.

En las siguientes secciones se describe con detalle la interferencia desde el punto de vista ondulatorio de la luz, haciendo énfasis en la interferometría de baja coherencia.

2.2. Tratamiento electromagnético de la luz

La luz puede ser considerada como una onda o como una partícula. Generalmente la visión clásica u ondulatoria es apropiada cuando la luz se propaga de un punto a otro; el enfoque cuántico o corpuscular, se manifiesta cuando la luz es emitida o absorbida por átomos. En otras situaciones diferentes a estas, la luz puede ser tratada como una onda electromagnética, caracterizada por un campo eléctrico y un campo magnético. Debido a que estos campos están acoplados y se propagan juntos, es suficiente considerar uno de ellos (el campo eléctrico) para el análisis de una onda luminosa. La solución simple de las ecuaciones de Maxwell, en un medio uniforme, es una onda plana, cuya expresión de acuerdo a [11], puede escribirse como una función cíclica representada por:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \cdot \exp(-i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)), \quad (2.1)$$

donde la parte real E_0 indica la amplitud, el argumento $(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)$ la fase (situación instantánea en la función cíclica representada como una fracción del periodo transcurrido desde un instante de interés respecto a un estado de referencia), $\omega = 2\pi\nu$ la frecuencia angular, ν la frecuencia ($\nu = c/\lambda$) y \vec{k} el vector de propagación, cuya magnitud (conocida como número de onda) está dada por:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.2)$$

siendo λ el periodo espacial, mejor conocido como longitud de onda.

Tomando la parte de real de la onda plana descrita por la ecuación 2.1, la oscilación del campo eléctrico puede representarse tal como se muestra en la Figura 2.1.

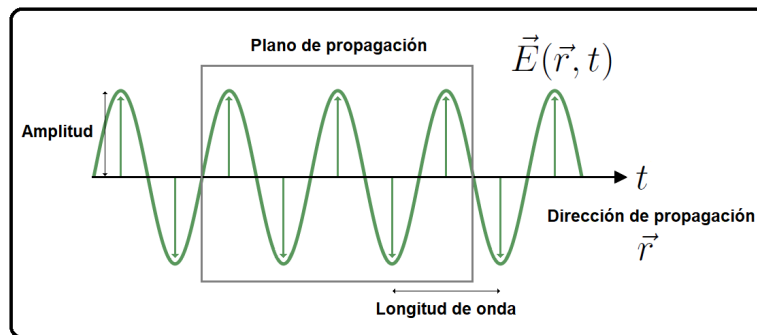


Figura 2.1: Oscilación del campo eléctrico $\vec{E}(\vec{r}, t)$ en el tiempo y el espacio. El campo eléctrico varía cosenoidalmente en dirección perpendicular a la dirección de propagación.

La radiación electromagnética asociada con el campo eléctrico variable $\vec{E}(\vec{r}, t)$

es generada por distintos tipos de fuentes de emisión. En el caso específico de la luz, una fuente puntual irradia uniformemente en todas las direcciones, mientras que una fuente extendida (o difusa) irradia con distinta intensidad dependiendo la dirección. Esta propiedad de direccionalidad (extensión espacial de las fuentes de luz) y el intervalo de tiempo donde se puede predecir la fase de la onda definen la propiedad de coherencia de la luz. En la siguiente sección se discute la propiedad de coherencia de la luz.

2.3. Coherencia espacial y temporal

Cuando la luz se propaga en el vacío el campo eléctrico $\vec{E}(\vec{r}, t)$ oscila de manera perpendicular a la dirección de propagación. El intervalo de tiempo en el que se puede predecir la fase de la onda se define como el tiempo de coherencia y se denota como Δt_c . El tiempo de coherencia está estrechamente ligado al ancho espectral de la fuente, entre mayor ancho espectral, menos tiempo de coherencia y viceversa [12].

Otro tipo de coherencia es la coherencia espacial, esta establece el grado de correlación entre puntos desplazados lateralmente que se encuentran en un mismo frente de onda en un tiempo determinado. Si los puntos están correlacionados los campos en estos puntos son coherentes espacialmente entre sí. Este tipo de coherencia se utiliza con más frecuencia para describir efectos procedentes de la extensión espacial finita de las fuentes de luz.

La condición de coherencia temporal y espacial permite clasificar a las fuentes de luz en tres tipos: luz coherente, luz parcialmente coherente y luz no coherente. La luz coherente es totalmente predecible en tiempo y espacio, la parcialmente coherente también, pero solo en cierto intervalo (denominado longitud de coherencia), mientras que la luz no coherente es luz totalmente aleatoria. Una fuente de luz coherente presenta una longitud de coherencia de unos cuantos centímetros (20 cm para el caso de un láser helio-neón) mientras que para el caso de una fuente de luz parcialmente coherente este valor es de unas cuantas micras.

El grado de coherencia de una fuente de luz se mide utilizando técnicas de interferencia. La interferencia es el fenómeno que se presenta cuando dos ondas luminosas que se propagan en distintas direcciones se superponen en un punto del espacio generando un patrón de interferencia. Para generar la interferencia se utiliza un arreglo óptico denominado interferómetro. En la siguiente sección se describe a detalle la interferencia al considerar un interferómetro de Michelson con una fuente de luz parcialmente coherente.

2.4. Interferometría de baja coherencia

La interferometría de baja coherencia (LCI) es una técnica que consiste en la obtención de una señal de interferencia generada por la combinación de dos haces parcialmente coherentes. En el interferómetro de Michelson, ilustrado en la Figura 2.2, una onda luminosa incide sobre un divisor de haz que la divide en dos, uno llamado haz de referencia y el otro llamado haz objeto. Cada haz es dirigido a un espejo donde se refleja, enseguida atraviesan nuevamente el divisor de haz y, posteriormente se recombinan e interfieren. Cada una de las trayectorias hacia el espejo es conocida como brazo del interferómetro.

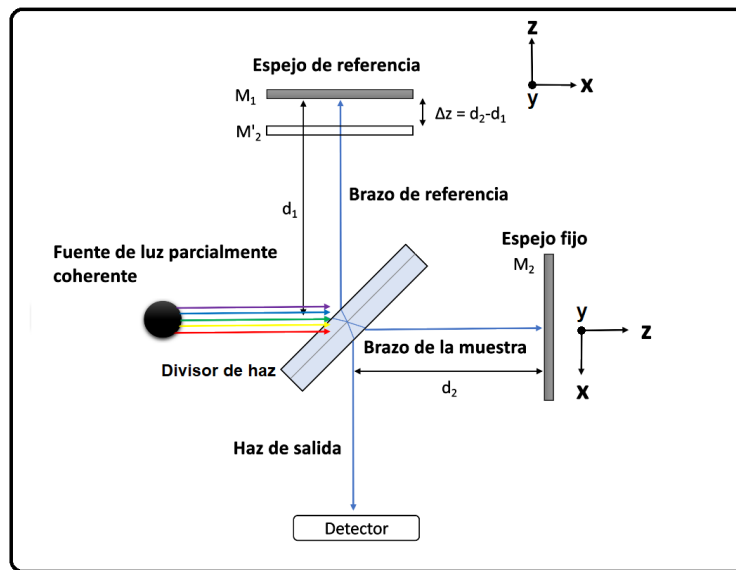


Figura 2.2: Esquema óptico del interferómetro de Michelson. d_1 , d_2 , M_1 y M_2 representan la distancia que recorre el haz y los espejos en los brazos de referencia y de la muestra, respectivamente y M_2' la imagen del espejo colocado en el brazo de la muestra.

La diferencia entre la distancia que recorre la luz en cada uno de los brazos se conoce como diferencia de camino óptico (DCO). Esta diferencia se controla desplazando el espejo del brazo de referencia en la dirección z y dejando fijo el espejo del brazo de la muestra. La interferencia se presenta siempre que la diferencia de camino óptico entre ambos haces es menor que la longitud de coherencia de la fuente de luz, dando como resultado la formación de patrones de interferencia caracterizados por máximos y mínimos de amplitud que se detectan con dispositivos ópticos que miden la intensidad I de la señal de interferencia.

Para describir matemáticamente esta técnica es útil expresar el campo eléctrico

$\vec{E}(\vec{r}, t)$ asociado a la fuente de luz (ecuación 2.1) como [13]:

$$\vec{E}(k, t) = s(k) \cdot \exp(-i(kz - \omega t)), \quad (2.3)$$

donde $s(k)$ representa la curva de densidad espectral de la fuente de luz cuya envolvente determina las intensidades relativas de todos los números de onda k que produce la fuente, y z la dirección de propagación del campo eléctrico, el segundo término, en función del número de onda k y la dirección z , representa la fase acumulada. La dependencia (k, t) en la expresión del campo del eléctrico se debe a que en esta técnica la intensidad de la señal y el retardo temporal pueden ser detectados tanto en el dominio del tiempo como en el de la frecuencia.

Incluyendo la dependencia Δz debida al desplazamiento del espejo en el brazo de referencia, la intensidad de la señal de interferencia se calcula a partir de la siguiente expresión [13]:

$$I(k, \Delta z) = |E_1(k, t, \Delta z)|^2 + |E_2(k, t)|^2 + 2 \cdot \text{Re}\{|E_1(k, t, \Delta z)|^2 \cdot |E_2^*(k, t)|^2\}, \quad (2.4)$$

donde $*$ denota el complejo conjugado del campo eléctrico y $\vec{E}_1(k, t, \Delta z)$ y $\vec{E}_2(k, t)$ representan los campos eléctricos en el brazo de referencia y en el brazo de la muestra, respectivamente, dados por [13]:

$$\vec{E}_1(k, t, \Delta z) = \sqrt{T_1 T_2} \cdot r_R \cdot s(k) \cdot \exp(-i(\phi(\Delta z) + \omega t)), \quad (2.5)$$

$$\vec{E}_2(k, t) = \sqrt{T_1 T_2} \cdot r_S \cdot s(k) \cdot \exp(-i\omega t), \quad (2.6)$$

donde T_1 y T_2 representan la transmitancia del divisor de haz en cada brazo del interferómetro, r_R representa el coeficiente de reflexión del espejo en el brazo de referencia, r_S el coeficiente de reflexión del espejo del brazo de la muestra y donde el término exponencial se debe a la diferencia de fase $\phi(\Delta z)$ entre las ondas en función del desplazamiento del espejo de referencia y dada por:

$$\phi(\Delta z) = 2k\Delta z. \quad (2.7)$$

Sustituyendo las expresiones de los campos eléctricos dadas por las ecuaciones 2.5 y 2.6 y suponiendo $T_1 T_2 = 1$, la señal de interferencia de la ecuación 2.4 se escribe como:

$$I(k, \Delta z) = S(k)r_R^2 + S(k)r_S^2 + 2S(k)r_R r_S \cdot \text{Re}\{\exp(-i\phi(\Delta z))\}, \quad (2.8)$$

con $S(k) = |s(k)|^2$ la distribución espectral de la fuente de luz y donde los dos primeros términos representan las intensidades en cada uno de los brazos del interferómetro y el tercer término la señal de interferencia.

Las principales fuentes de luz utilizadas en la técnica LCI incluyen los diodos superluminescentes (*Superluminescent Diode*, SLD o SLED por sus siglas en inglés), las fuentes de supercontinuo y los láseres sintonizables, siendo los SLD los que se utilizan con mayor frecuencia, ya que combina el ancho de banda de un LED con la intensidad de un láser. La curva de densidad espectral $S(k)$ de este tipo de fuente puede ser aproximada por una distribución gaussiana dada por:

$$S(k) = S_0 \cdot \exp\left(-\left(\frac{k - k_0}{\Delta k}\right)^2\right), \quad (2.9)$$

donde S_0 representa la amplitud máxima, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ determina la posición del centro y Δk es el ancho espectral de la distribución dado por [14]:

$$\Delta k = \frac{\pi}{\sqrt{\ln(2)}} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2}, \quad (2.10)$$

con λ_0 la longitud de onda central y $\Delta\lambda$ el ancho de banda de la fuente de luz.

Si el espejo del brazo de la muestra es remplazado por un objeto formado por una distribución de capas que reflejan (o en un caso complejo, que retroesparcen) el haz incidente conforme este avanza dentro de la muestra y al cual se le asocia una función de respuesta $\Theta(k)$ (la dependencia del número de onda k se debe al uso de la fuente de luz parcialmente coherente con la que se ilumina el objeto), la técnica LCI permite determinar la intensidad y la distancia que ha recorrido el haz reflejado por el objeto para caracterizar su estructura interna.

En las siguientes secciones se describe la técnica LCI empleada para describir la estructura interna de objetos de estudio a través de sus dos implementaciones: dominio del tiempo y dominio de la frecuencia.

2.4.1. Interferometría de baja coherencia: dominio del tiempo

Las primeras implementaciones de la técnica LCI se basaron en la Interferometría de Baja Coherencia del Dominio Temporal (*Time Domain Low Coherence Interferometry*, TD-LCI por sus siglas en inglés). El arreglo óptico consiste en un interferómetro de Michelson (Figura 2.2) en el que el espejo del brazo de la muestra es sustituido por un objeto caracterizado por una función de respuesta $\Theta(k)$. El desplazamiento del espejo de referencia en la dirección z permite controlar la longitud de camino óptico del brazo de referencia, de tal manera que siempre se cumpla la condición de interferencia para todas las barreras reflectoras de la muestra, presentándose un máximo cuando la diferencia de camino óptico es igual a cero, tal como se muestra en la Figura 2.3.

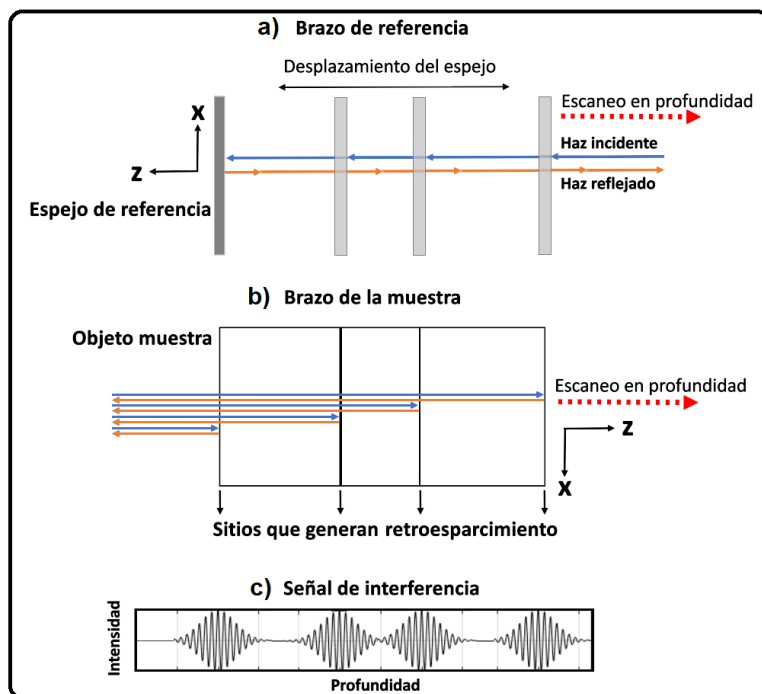


Figura 2.3: a) Escaneo del espejo en el brazo de referencia; b) Escaneo a lo largo de la profundidad del objeto; c) Señal de interferencia.

En este tipo de sistema LCI el escaneo en profundidad que realiza el espejo en el brazo de referencia permite representar la función de respuesta de la muestra únicamente como un coeficiente que determina la intensidad de luz reflejada por la j -ésima capa que cumple con la condición de interferencia, es decir $\Theta(k) = r_{S_j}$. Bajo esta suposición la ecuación 2.8 puede escribirse como:

$$I(k, \Delta z) = S(k) \cdot \left[r_R^2 + r_{S_j}^2 + 2r_R r_{S_j} \cdot \text{Re}\{ \exp(-i\phi(\Delta z)) \} \right]. \quad (2.11)$$

Integrando la curva de densidad espectral $S(k)$ de la fuente de luz y escribiendo la expresión de la diferencia de fase (ecuación 2.7), ambos en función del número de onda k , la ecuación 2.11 puede escribirse como [13]:

$$I(\Delta z) = \left(r_R^2 + r_{S_j}^2 \right) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} S(k) dk + 2r_R r_{S_j} \cdot \text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} S(k) \exp(-i2k\Delta z) dk \right\}, \quad (2.12)$$

o bien:

$$I(\Delta z) = I_0 + 2r_R r_{S_j} \cdot \text{Re} \{ \mathcal{F}\{S(k)\} \}, \quad (2.13)$$

con I_0 la suma de la intensidad de los dos brazos del interferómetro y $\mathcal{F}\{S(k)\}$ la transformada de Fourier de $S(k)$. A este último término se le conoce como el grado

complejo de coherencia mutua de la fuente de luz.

Suponiendo una fuente de luz SLD la intensidad del patrón de interferencia generado en la técnica TD-LCI está dado por (ver Apéndice A):

$$I(\Delta z) = I_0 + 2S_0 r_R r_{S_j} \cdot \exp\left(-16 \cdot \ln(2) \left(\frac{\Delta z}{l_c}\right)^2\right) \cos(2k_0 \Delta z), \quad (2.14)$$

con l_c la longitud de coherencia de la fuente de luz.

En la Figura 2.4 se muestra el comportamiento de la señal de interferencia representada por la ecuación 2.14 debido al desplazamiento del espejo en el brazo de referencia a lo largo de la dirección z considerando diferentes anchos de banda $\Delta\lambda$ y al suponer una superficie reflectora y una fuente de luz SLD con una longitud de onda central λ_0 de 930 nm.

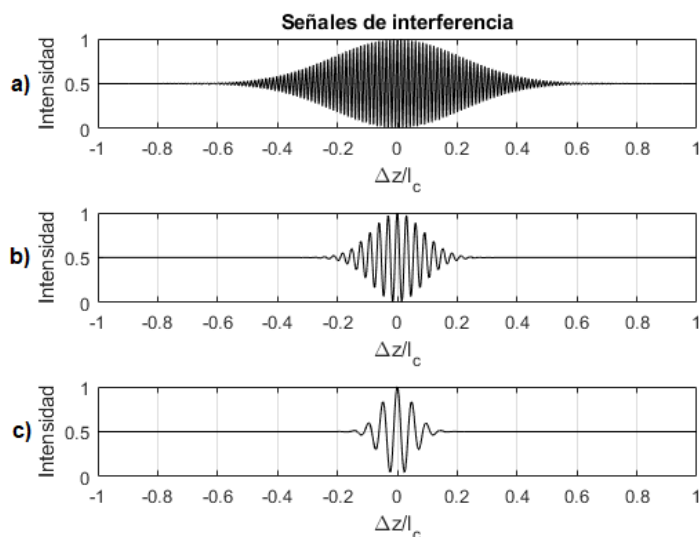


Figura 2.4: Señal de interferencia simulada en MATLAB utilizando la técnica TD-LCI con un ancho de banda de: a) 20 nm ($l_c = 16.5758 \mu\text{m}$), b) 50 nm ($l_c = 6.63 \mu\text{m}$), c) 80 nm ($l_c = 4.1437 \mu\text{m}$). Entre más grande es el ancho de banda de la fuente de luz la longitud de coherencia tiende a ser más corta, lo que permite localizar las capas reflectoras que conforman el objeto muestra con mayor precisión.

La principal desventaja de esta técnica es que el escaneo mecánico del espejo de referencia limita la velocidad de escaneo, por lo que el tiempo que tarda el sistema en adquirir la señal es elevado. A partir de un nuevo esquema de detección se logró aumentar la velocidad en la adquisición de la señal sin la necesidad de escanear mecá-

nicamente el brazo de referencia. En la siguiente sección se describe una alternativa a la técnica de interferometría de baja coherencia del dominio temporal.

2.4.2. Interferometría de baja coherencia: dominio de la frecuencia

A diferencia de la configuración del dominio temporal, en la Interferometría de Baja Coherencia del Dominio de la Frecuencia (*Frequency Domain Low Coherence Interferometry*, FD-LCI por sus siglas en inglés) las señales de interferencia a lo largo de toda la profundidad de la muestra se generan y detectan al mismo tiempo sin la necesidad de escanear en profundidad el espejo del brazo de referencia del sistema interferométrico, tal como se muestra en la Figura 2.5.

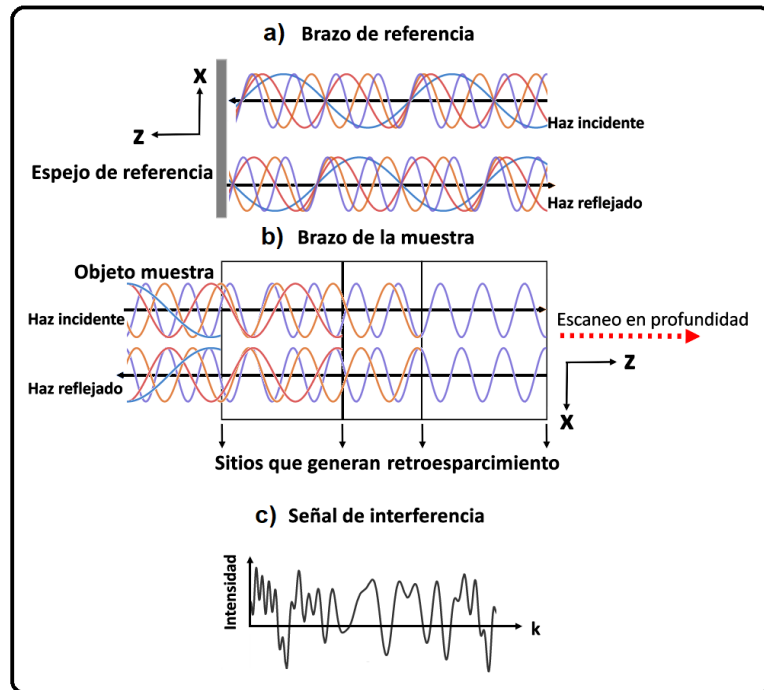


Figura 2.5: a) Espejo en el brazo de referencia; b) Escaneo a lo largo de la profundidad del objeto; c) Señal de interferencia. Cada onda electromagnética caracterizada por cierta frecuencia se propaga a diferente profundidad dentro del objeto muestra.

Si se utiliza una fuente de luz de banda ancha (se emiten todas las ondas electromagnéticas al mismo tiempo) y un espectrómetro de alta velocidad para separar la señal de interferencia en función de la frecuencia, a la técnica se le conoce como interferometría de baja coherencia en el dominio espectral (*Spectral Domain Low Coherence Interferometry*, SD-LCI por sus siglas en inglés). Si se utiliza un láser de barrido de

longitud de onda a alta velocidad (se emite una onda electromagnética a la vez) y un fotodetector, a la técnica se le conoce como interferometría de baja coherencia de fuente de barrido (*Swept Source Low Coherence Interferometry*, SS-LCI por sus siglas en inglés).

En ambas configuraciones el arreglo óptico consiste en un interferómetro de Michelson (Figura 2.2) en el que el espejo del brazo de la muestra es sustituido por un objeto caracterizado por una función de respuesta $\Theta(k)$. La luz se refleja en el espejo del brazo de referencia y en la muestra y posteriormente se recombinan para generar un patrón de interferencia.

La intensidad de la señal de interferencia en la técnica FD-LCI se obtiene a partir de la ecuación 2.8, sin embargo, ya que en esta técnica el espejo en el brazo de referencia permanece fijo y como en principio la señal de interferencia detectada se debe a toda la distribución de capas reflectoras en profundidad, la ecuación 2.8 se puede escribir como [13]:

$$I(k) = S(k) \cdot |r_R + \Theta(k)|^2, \quad (2.15)$$

donde $\Theta(k)$ representa la función de respuesta de la muestra, cuya expresión está dada por:

$$\Theta(k) = \int_{-\infty}^{\infty} r(k, z_S) \cdot \exp(i2kn_S z_S) dz_S, \quad (2.16)$$

con n_S el índice de refracción del medio y $r(k, z_S)$ una función que describe el comportamiento de las reflexiones que genera la distribución de capas. El término exponencial representa la fase acumulada debido a las múltiples capas del objeto muestra y z_S la distancia que recorre el haz en el brazo de la muestra hacia cada una.

En la Figura 2.6 se muestra el comportamiento de la señal de interferencia representada por la ecuación 2.15 en función de la posición en profundidad de una superficie reflectora suponiendo una fuente de luz SLD con una longitud de onda central λ_0 de 930 nm y un ancho de banda de $\Delta\lambda$ de 100 nm.

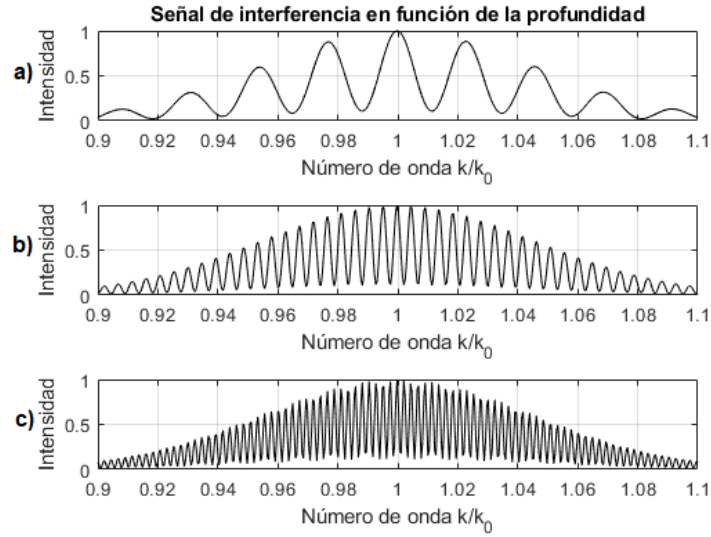


Figura 2.6: Señal de interferencia simulada en MATLAB al utilizar la técnica FD-LCI considerando una superficie reflectora colocada a: a) $20 \mu\text{m}$, b) $100 \mu\text{m}$ y c) $200 \mu\text{m}$ de profundidad dentro de el objeto muestra.

En la Figura 2.6 se puede observar que la frecuencia de la señal de interferencia es más alta conforme aumenta la profundidad de la capa reflectora, por lo que en esta técnica la cámara empleada para capturar la señal de interferencia debe ser capaz de detectar estas altas frecuencias. lo anterior se resume en la siguiente relación que se deduce del teorema de Nyquist [15]:

$$\Delta D = \frac{1}{4} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} N_{prof}, \quad (2.17)$$

donde ΔD es el rango máximo de imagen axial (profundidad en unidades de longitud) y N_{prof} es el número de píxeles del arreglo de detectores.

A finales de la década de los ochenta comenzaron a aparecer las primeras aplicaciones de la técnica LCI relacionadas con el campo de la imagen, en concreto en el campo de la medicina para la adquisición de los parámetros dimensionales del globo ocular. La obtención de imágenes se realiza a partir de tres tipos de escaneo en diferentes direcciones. Los escaneos a lo largo del eje de profundidad z se denominan A-scan. Varios A-scan laterales en la dirección x forman una imagen bidimensional conocida como B-scan. Varios B-scan forman una imagen tridimensional o C-scan. Para obtener una imagen interpretable a partir de estos escaneos son necesarios varios procesamientos digitales a las señales de interferencia capturadas con la técnica LCI. A la generación de imágenes 2D a partir de los principios de LCI se conoce como Tomografía de Coherencia Óptica. En el siguiente capítulo se describe a detalle dicha técnica.

En este capítulo se abordó la teoría de interferometría considerando a la luz como un fenómeno ondulatorio y se establecieron las ecuaciones principales considerando una fuente de luz parcialmente coherente. Se trató a detalle la técnica LCI, dando énfasis en su uso como herramienta para determinar la intensidad y la distancia que ha recorrido la luz reflejada por un objeto muestra para caracterizar, con gran precisión, su estructura interna. Por último se establecieron las ecuaciones de la señal de interferencia en sus dos modalidades de detección, dominio temporal y de la frecuencia.

Capítulo 3

Tipos de sistemas de OCT

En este capítulo se describen los tipos de sistemas de OCT que existen, es decir, el del dominio temporal y las dos variantes del dominio de la frecuencia. Se describen los arreglos ópticos y los procesamientos digitales que se aplican a la señal de interferencia una vez que es detectada para convertirla en una señal de intensidad resuelta en profundidad. Posteriormente se abordan algunos parámetros importantes de los sistemas de OCT como la resolución y la sensibilidad. Por último, se describen brevemente algunas extensiones funcionales de OCT y se desarrollan las ideas principales de la modalidad Doppler OCT para detectar velocidad de flujo debido a que es uno de los sistemas que se tratarán en este trabajo de tesis.

3.1. Introducción

La LCI es una técnica óptica no invasiva cuyo principio físico está basado en la generación de una señal de interferencia que, después de ser procesada digitalmente, permite obtener la información estructural de una muestra estudiada. La aplicación más reconocida es la Tomografía de Coherencia Óptica (OCT), con la cual se obtienen imágenes en 2D y 3D referentes a la estructura interna del objeto analizado.

Existen básicamente dos tipos de sistemas de OCT que se diferencian entre sí por la manera en la que detecta y procesa la señal interferométrica. El primero se conoce como OCT del dominio temporal (TD-OCT) y el segundo como OCT del dominio de la frecuencia o de Fourier (FD-OCT). Este último tipo de OCT se divide a su vez en el sistema de OCT del dominio espectral (SD-OCT) y en el sistema de OCT de fuente de barrido (SS-OCT). Todos los sistemas de OCT están formados por la fuente de luz,

el sistema óptico y el aparato de cómputo para el procesamiento de la señal. Dentro de todo el sistema la luz viaja a través de fibra óptica.

Algunos sistemas de OCT aprovechan diversas propiedades de la luz para obtener información adicional, ya sea información de la polarización o velocidad de flujo del objeto analizado, principalmente. Los sistemas de OCT que utilizan estas propiedades adicionales de la luz se conocen como extensiones funcionales de OCT.

En las siguientes secciones se describen a detalle los sistemas de OCT del dominio temporal y del dominio de la frecuencia considerando que los objetos de estudio únicamente reflejan la luz del haz incidente, pero teniendo en cuenta que en la vida real las imágenes que se obtienen con un sistema de OCT se forman con la luz tanto retro-reflejada como retroesparcida por la muestra. También se presenta un resumen de las diferentes extensiones funcionales de OCT, haciendo énfasis en la extensión Doppler OCT de resolución de fase.

3.2. Sistema de OCT del dominio temporal (TD-OCT)

Como se mencionó en el capítulo 1, el sistema de OCT del dominio temporal fue el primer equipo de OCT que se utilizó para proporcionar información estructural de una muestra resuelta en profundidad. Desde su invención el uso se vio restringido en ciertas aplicaciones, ya que al depender del movimiento del espejo de referencia para escanear la muestra en profundidad, tomaba mucho tiempo lograr una imagen en 2D. La representación esquemática de un TD-OCT se muestra en la Figura 3.1.

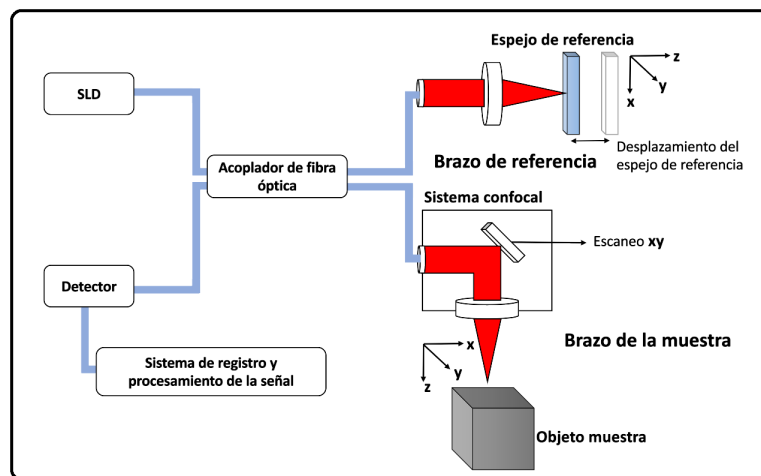


Figura 3.1: Esquema del arreglo de un sistema de OCT del dominio temporal basado en fibra óptica. La fuente de luz es un diodo superluminiscente (SLD).

El arreglo óptico consiste en un interferómetro de Michelson con una fuente de luz de baja coherencia temporal. En uno de los brazos del interferómetro el espejo se sustituye por la muestra que se desea analizar, a este brazo se le conoce como el brazo de la muestra, el otro brazo, conocido como brazo de referencia, tiene un espejo que se desplaza longitudinalmente para realizar escaneos en profundidad sobre el objeto muestra. Cuando la diferencia de camino óptico entre la luz reflejada por la muestra y la que es reflejada en el brazo de referencia es menor que la longitud de coherencia de la fuente de luz ambos haces interfieren y la señal es detectada mediante un fotodiodo. Considerando solo una línea de escaneo (manteniendo x e y constantes), la expresión matemática de la señal detectada con esta técnica está dada por:

$$I(\Delta z) = I_0 + 2S_0 r_R r_{S_j} \cdot \exp\left(-16 \cdot \ln(2) \left(\frac{\Delta z}{l_c}\right)^2\right) \cos(2k_0 \Delta z), \quad (3.1)$$

la cual corresponde a la ecuación 2.14 del capítulo 2. El primero se conoce como «término DC» y está relacionado con la intensidad I_0 reflejada en el brazo de referencia y en el brazo de la muestra, mientras que el segundo término está relacionado con la señal de interferencia.

En la Figura 3.2 se muestra el comportamiento de esta señal al considerar dos capas reflectoras situadas a 2 y 5 μm a lo largo del eje de profundidad de un objeto muestra, suponiendo una longitud de onda central λ_0 de 930 nm y un ancho de banda $\Delta\lambda$ de 100 nm.

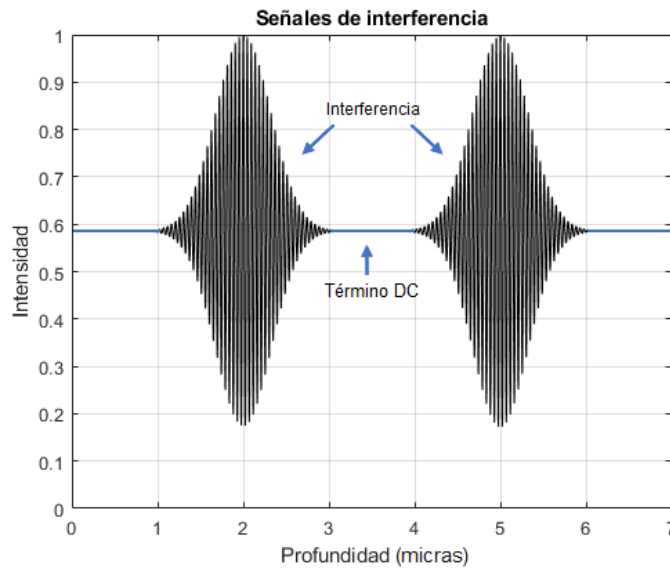


Figura 3.2: Simulación en MATLAB de la señal de interferencia registrada en el dominio temporal al considerar dos superficies reflectoras.

El objetivo de la técnica es analizar únicamente el término de interferencia, por lo que es necesario eliminar el primer término de la ecuación 3.1. Este término se elimina de manera digital aplicando un filtro pasa altas [14]. Después de dicho procedimiento, la señal de interés filtrada se escribe como:

$$I(\Delta z)_{filt} = 2S_0 r_R r_{S_j} \cdot \exp\left(-16 \cdot \ln(2) \left(\frac{\Delta z}{l_c}\right)^2\right) \cos(2k_0 \Delta z). \quad (3.2)$$

El siguiente paso es procesar la señal para recuperar su envolvente, ya que la posición del máximo proporciona la ubicación de la capa que causó el retroesparcimiento mientras que la altura es proporcional a su intensidad [16].

La demodulación de la señal se realiza de manera digital con un método parecido al propuesto por Takeda para la caracterización de objetos tridimensionales a partir de la transformada de Fourier [17]. Dicho método adaptado a la técnica de OCT consiste en rectificar el interferograma para convertir las frecuencias negativas en positivas, aplicar la transformada de Fourier para convertir la señal del dominio temporal al dominio de la frecuencia, filtrar las frecuencias bajas (filtro pasa bajas) y aplicar la transformada de Fourier inversa para regresar nuevamente al dominio temporal, y con ello recuperar la envolvente. Siguiendo a [14] se obtiene como resultado la siguiente expresión para la señal demodulada:

$$I(\Delta z)_{dem} = S_0 r_R r_{S_j} \cdot \exp\left(-16 \cdot \ln(2) \left(\frac{\Delta z}{l_c}\right)^2\right) \cdot \exp(i2k_0 \Delta z). \quad (3.3)$$

Por ser procesada con una transformada de Fourier, la ecuación 3.3 contiene información tanto de amplitud como de fase, por lo que puede escribirse de manera general como:

$$\Gamma(\Delta z)_{TD} = A(\Delta z) \cdot \exp(i\Phi(\Delta z)), \quad (3.4)$$

con $A(\Delta z) = S_0 r_R r_{S_j} \cdot \exp\left(-16 \cdot \ln(2) \left(\frac{\Delta z}{l_c}\right)^2\right)$ y $\Phi(\Delta z) = 2k_0 \Delta z$.

La función $\Gamma(\Delta z)_{TD}$ se conoce como la función compleja de OCT y su módulo representa los perfiles de intensidad resueltos en profundidad llamados A-scan que se obtienen con un sistema de OCT en el dominio temporal:

$$|\Gamma(\Delta z)_{TD}| = S_0 r_R r_{S_j} \cdot \exp\left(-16 \cdot \ln(2) \left(\frac{\Delta z}{l_c}\right)^2\right). \quad (3.5)$$

En la Figura 3.3 se muestra el proceso de demodulación mediante el método de Takeda para recuperar la envolvente al considerar la señal de interferencia mostrada en la Figura 3.2.

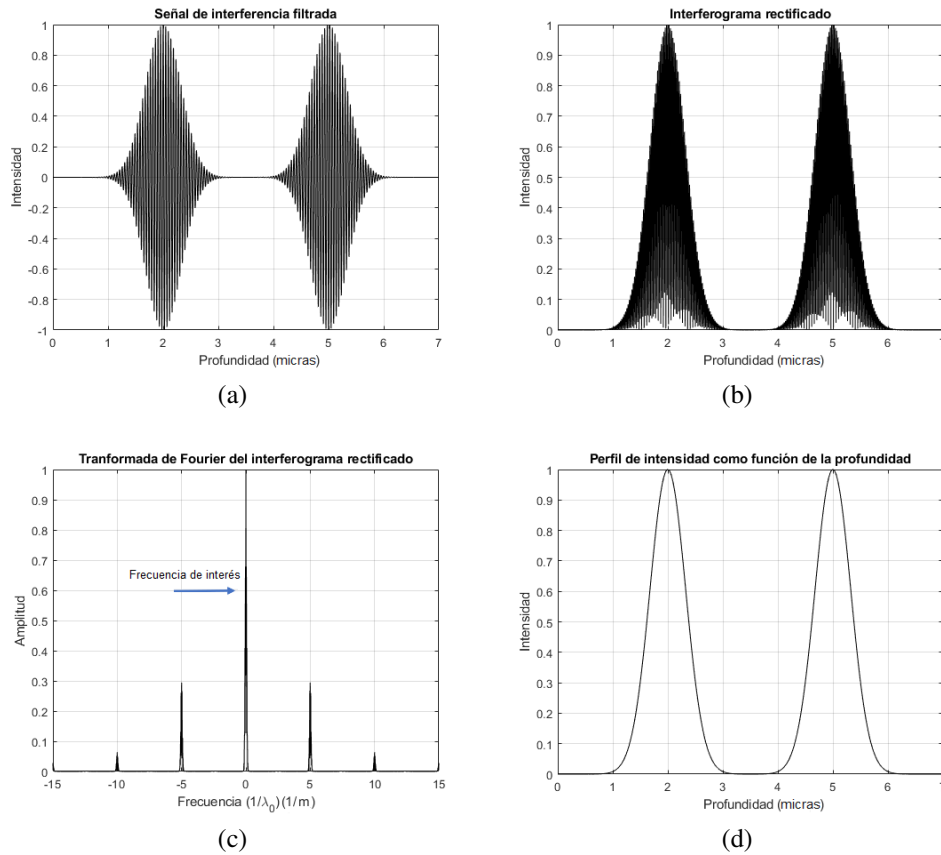


Figura 3.3: Simulación en MATLAB del método de Takeda aplicado a una señal de interferencia para recuperar la envolvente. a) Señal de interferencia filtrada; b) Interferograma rectificado; c) Transformada de Fourier del interferograma rectificado; d) Envolvente de la señal de interferencia filtrada mostrada en la Figura 3.3a.

Este tipo de OCT tiene dos desventajas, la primera es que el escaneo mecánico del espejo de referencia limita la velocidad de adquisición de la señal. La segunda es que debido a que la señal solo se presenta dentro del rango de coherencia de la fuente de luz, la intensidad de la luz reflejada como función de la profundidad de las múltiples capas que conforman al objeto que se está analizando solo se podrá recuperar con éxito si la distancia entre ellas es lo suficientemente grande de tal manera que las señales no se superpongan; es decir, la distancia mínima entre las capas reflectoras que el sistema TD-OCT puede resolver está en función de la coherencia de la fuente de luz, fuentes con anchos espectrales grandes generan envolventes más angostas y viceversa.

En la siguiente sección se describen los sistemas de OCT que resuelven las dos desventajas del OCT del dominio temporal.

3.3. Sistemas de OCT del dominio de la frecuencia (FD-OCT)

Como se mencionó en el capítulo 1, a partir de un nuevo esquema de detección se logró aumentar la velocidad en la obtención de imágenes resueltas en profundidad sin la necesidad de escanear mecánicamente el espejo del brazo de referencia, ya que la señal de interferencia debida a la luz reflejada por las capas que conforman el objeto analizado se obtiene con una sola exposición del haz de escaneo. En este tipo de sistema de OCT los interferogramas espectrales (registrados en función del número de onda k) se generan y detectan al mismo tiempo con una fuente de luz de banda ancha y un espectrómetro de alta resolución (OCT del dominio espectral, SD-OCT) o con un láser de barrido de longitud de onda a alta velocidad y un fotodetector (OCT de fuente de barrido, SS-OCT). Con el tiempo su uso se ha popularizado en aplicaciones biomédicas para obtener imágenes 3D in vivo e imágenes funcionales referentes a la velocidad de flujo sanguíneo [18–20], principalmente.

En la configuración SD-OCT se utiliza una fuente de luz de banda ancha, un espectrómetro que separa los componentes espectrales de la señal de interferencia y una matriz de detectores o cámara lineal donde estos se capturan simultáneamente. En la Figura 3.4 se muestra el esquema del arreglo de un SD-OCT de fibra óptica.

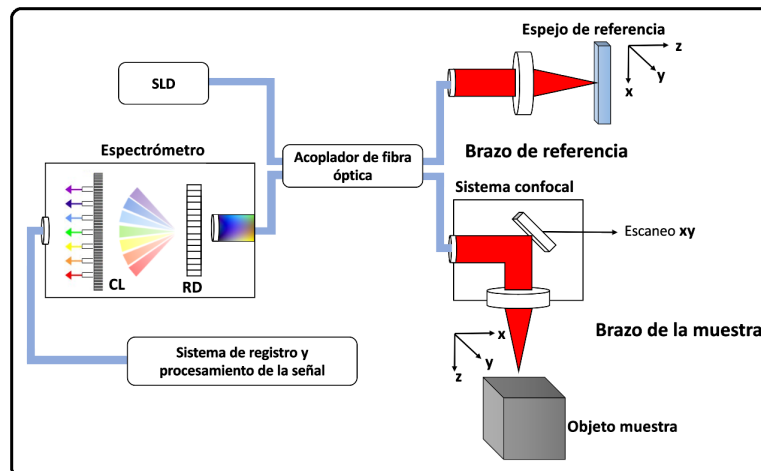


Figura 3.4: Esquema de un SD-OCT en el que se utiliza un espectrómetro para separar y detectar la señal interferométrica y un diodo superluminiscente (SLD) como fuente de luz. RD es una rejilla de difracción y CL representa la cámara lineal.

La desventaja de esta configuración radica en la necesidad de un arreglo de detectores de alta resolución y velocidad, además de la necesidad de alinear el espectrómetro. La ventaja es que presentan una mayor velocidad en la adquisición de la señal de interferencia respecto a los sistemas TD-OCT, esto debido a que no se necesita mover el espejo de referencia para escanear la muestra en profundidad.

Los espectrómetros utilizados en un sistema SD-OCT suelen consistir de una rejilla de difracción y una lente objetivo que se encarga de generar rayos paralelos entre sí para posteriormente concentrarlos en un punto. La rejilla de difracción dispersa el espectro de la señal de interferencia de acuerdo al orden de difracción de la rejilla, a la longitud de onda y al ángulo de incidencia.

En la configuración SS-OCT los componentes espectrales de la señal de interferencia se capturan en un solo detector a medida que se hace un barrido de las longitudes de onda de la fuente láser de barrido. En la Figura 3.5 se muestra el esquema del arreglo de un SS-OCT de fibra óptica.

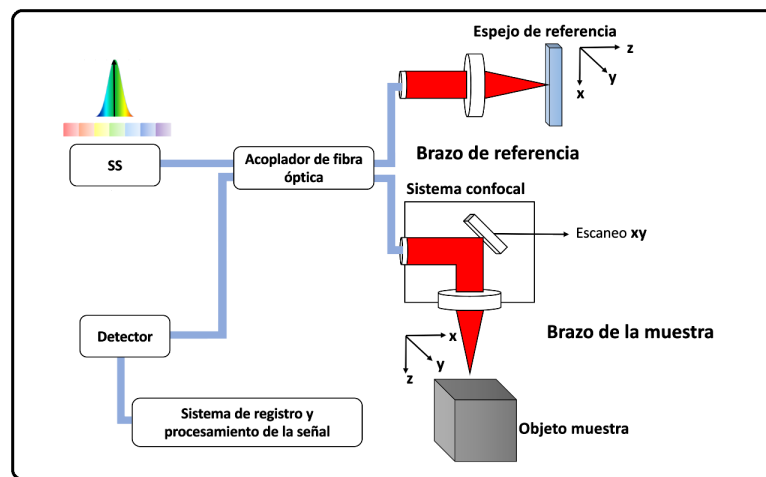


Figura 3.5: Esquema de un SS-OCT en el que se utiliza una fuente láser de barrido (SS) que puede cambiar rápida y continuamente su longitud de onda.

Su principal desventaja es el alto costo del tipo de fuente de iluminación que se emplea. La ventaja es que actualmente son los sistemas de OCT más veloces en adquirir la señal de interferencia, ya que se sustituye el espectrómetro por un solo fotodetector. Debido a esto último también tienen la ventaja de que la profundidad de escaneo es mayor al no requerirse una cámara lineal de alta resolución para obtener la información referente a grandes profundidades del objeto muestra.

En ambas configuraciones del dominio de la frecuencia el arreglo óptico consisten en un interferómetro de Michelson, diferenciándose entre sí por el tipo de fuente

de luz y el sistema de detección de la señal de interferencia. Al igual que en el sistema TD-OCT en uno de los brazos del interferómetro el espejo se sustituye por la muestra que se desea analizar, a este brazo se le conoce como el brazo de la muestra, el otro brazo, conocido como brazo de referencia, tiene un espejo que permanece fijo.

Cuando la luz reflejada por la muestra y la que es reflejada en el brazo de referencia interfieren la señal es capturada en el sistema de detección. La señal de interferencia en ambas configuraciones se detecta en el dominio de la frecuencia, por lo que el tratamiento matemático de la señal es muy similar.

De igual manera que en los sistemas TD-OCT, lo que se quiere recuperar es una señal de intensidad en función del retardo temporal entre los dos haces que interfieren, la diferencia radica en que en estos tipos de sistemas de OCT dicha señal se obtiene al aplicar la transformada de Fourier inversa a la señal registrada ya sea en la cámara lineal o en el fotodetector.

La afirmación anterior está basada en la solución al problema inverso del esparsamiento propuesto por Wolf en 1969 [21]. De acuerdo a los resultados de Wolf la función que describe la evolución del haz retroesparcido (o en el caso mas simple, el haz reflejado) conforme la luz se propaga dentro del objeto es analizada mediante la transformada de Fourier para obtener la información de su estructura interna. Suponiendo que $r(k, z_S)$ (ecuación 2.16) representa dicha función, los resultados de Wolf cumplen con la siguiente relación [21]:

$$I(k) = |\vec{E}_1(k) + \vec{E}_2(k)|^2 \propto |\mathcal{F}\{r(k, z_S)\}|^2, \quad (3.6)$$

con $\vec{E}_1(k)$ y $\vec{E}_2(2)$ los campos eléctricos de los brazos de referencia y de la muestra, respectivamente y \mathcal{F} el operador transformada de Fourier.

La ecuación 3.6 indica que la señal de interferencia debida a la interacción de todas las longitudes de onda contenidas dentro del ancho espectral de la fuente de iluminación con el objeto muestra da como resultado un interferograma cuya intensidad $I(k)$ está expresada en función del número de onda k , es decir que la señal se encuentra en el dominio de la frecuencia o k -espacio. La información que proporciona el interferograma espectral es tratada mediante la transformada de Fourier inversa con el fin de transformarla del dominio de la frecuencia al dominio espacial. Esto último proporciona la función $r(k, z_S)$ cuya información describe la estructura interna de la muestra en términos de la intensidad del haz reflejado en cada posición z_S .

En la Figura 3.6 se muestra la forma en la que la transformada de Fourier inversa mapea la señal del k -espacio al dominio espacial.

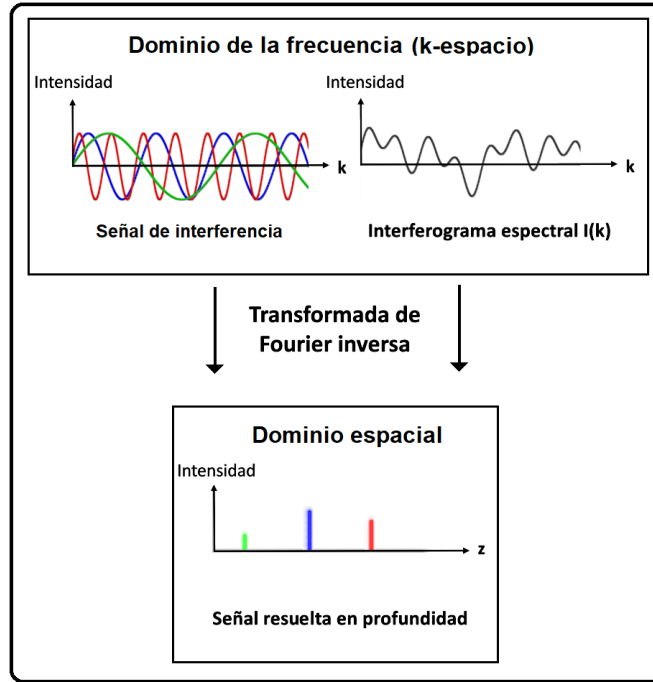


Figura 3.6: La transformada de Fourier inversa convierte la señal de interferencia del dominio de la frecuencia al dominio espacial.

La intensidad de la señal de interferencia a lo largo de una línea de escaneo (manteniendo x e y constantes) detectada con esta técnica puede escribirse como:

$$\begin{aligned}
 I(k) = & S(k)r_R^2 \\
 & + S(k) \cdot \left| \int_{-\infty}^{\infty} r(k, z_S) \cdot \exp(i2kz_S n_S) dz_S \right|^2 \\
 & + 2S(k)r_R \cdot \int_{-\infty}^{\infty} r(k, z_S) \cos(2k(z_S n_S - z_R)) dz_S,
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

la cual corresponde a la ecuación 2.15 del capítulo 2.

La ecuación 3.7 está compuesta por tres términos, el primero se conoce como «término DC» y se debe básicamente al espectro de la fuente y a la reflectancia del espejo de referencia, es un término constante y es el que más contribuye a la señal registrada en el detector (siempre que la reflectividad del espejo sea mayor que la de la muestra). El segundo término se conoce como «término de auto-correlación» y se debe a la interferencia producida por todas las señales a lo largo de la profundidad del objeto muestra. El tercer término se conoce como «término de correlación cruzada», es el término de interferencia que se genera en función de la diferencia de camino óptico entre el brazo de referencia y las capas reflectoras de la muestra. Este último

término es el que se busca recuperar en las señales OCT del dominio de la frecuencia, ya que brinda la información sobre la distribución espacial de los sitios que generaron el retroesparcimiento.

De acuerdo a [21] la función $r(k, z_S)$ que representa a la muestra se recupera al aplicar la transformada de Fourier inversa al interferograma espectral $I(k)$ dado por la ecuación 3.7. Sin embargo, este paso no produce el perfil de intensidad en función de la profundidad de la muestra, sino que solo arroja su función de auto-correlación, por lo que la técnica resulta útil solo para estructuras de objetos muy simples [7]. La solución que permite obtener la verdadera función $r(k, z_S)$ consiste en colocar la imagen del espejo de referencia a una distancia L de la muestra y considerar la distancia del brazo de referencia $z_R = 0$, haciendo que la posición de la imagen del espejo sea el nuevo punto de referencia para z_S . Con esta idea, y siguiendo a [14] la ecuación 3.7 puede escribirse como:

$$\begin{aligned}
I(k) &= S(k)r_R^2 \\
&+ \frac{1}{4}S(k) \cdot \left| \int_{-\infty}^{\infty} r(k, z_S) \cdot \exp(i2kz_S n_S) dz_S \right|^2 \\
&+ S(k)r_R \cdot \int_{-\infty}^{\infty} r(k, z_S) \cdot \exp(i2kz_S n_S) dz_S.
\end{aligned} \tag{3.8}$$

Al hacer el cambio de variable $z'_S = 2z_S n_S$ y $dz'_S = 2n_S dz_S$ la ecuación 3.8 se escribe como:

$$\begin{aligned}
I(k) &= S(k)r_R^2 \\
&+ \frac{1}{16n_S^2}S(k) \cdot \left| \int_{-\infty}^{\infty} r\left(k, \frac{z'_S}{2n_S}\right) \exp(ikz'_S) dz'_S \right|^2 \\
&+ \frac{r_R}{2n_S}S(k) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} r\left(k, \frac{z'_S}{2n_S}\right) \exp(ikz'_S) dz'_S,
\end{aligned} \tag{3.9}$$

o bien:

$$I(k) = S(k) \cdot \left[r_R^2 + \frac{1}{16n_S^2} \left| \mathcal{F} \left\{ r\left(k, \frac{z'_S}{2n_S}\right) \right\} \right|^2 + \frac{r_R}{2n_S} \mathcal{F} \left\{ r\left(k, \frac{z'_S}{2n_S}\right) \right\} \right], \tag{3.10}$$

donde \mathcal{F} denota el operador transformada de Fourier.

Después de aplicar la transformada de Fourier inversa a la ecuación 3.10 para transformar la señal del k -espacio al dominio espacial z'_S . Usando la propiedad de la

transformada de Fourier de la multiplicación de dos funciones se cumple que:

$$\mathcal{F}^{-1} \{I(k)\} = \mathcal{F}^{-1} \{S(k)\} \otimes \mathcal{F}^{-1} \left\{ H \left(k, \frac{z'_S}{2n_S} \right) \right\}, \quad (3.11)$$

donde \otimes denota el operador convolución, \mathcal{F}^{-1} el operador transformada de Fourier inversa y con la función H dada por:

$$H \left(k, \frac{z'_S}{2n_S} \right) = r_R^2 + \frac{1}{16n_S^2} \left| \mathcal{F} \left\{ r \left(k, \frac{z'_S}{2n_S} \right) \right\} \right|^2 + \frac{r_R}{2n_S} \mathcal{F} \left\{ r \left(k, \frac{z'_S}{2n_S} \right) \right\}. \quad (3.12)$$

Desarrollando la transformada de Fourier inversa de la función H se tiene que:

$$\mathcal{F}^{-1} \left\{ H \left(k, \frac{z'_S}{2n_S} \right) \right\} = \frac{r_R^2}{2n_S} \delta \left(k, \frac{z'_S}{2n_S} \right) + \frac{1}{16n_S^2} \Upsilon \left(r \left(k, \frac{z'_S}{2n_S} \right) \right) + \frac{r_R}{2n_S} r \left(k, \frac{z'_S}{2n_S} \right). \quad (3.13)$$

Al hacer nuevamente el cambio de variable $z'_S = 2z_S n_S$ y sustituyendo la expresión anterior en la ecuación 3.11 la transformada de Fourier inversa del interferograma espectral está dada por:

$$\mathcal{F}^{-1} \{I(k)\} = \mathcal{F}^{-1} \{S(k)\} \otimes \left\{ \frac{r_R^2}{2n_S} \delta(k, z_S) + \frac{1}{16n_S^2} \Upsilon(r(k, z_S)) + \frac{r_R}{2n_S} r(k, z_S) \right\}. \quad (3.14)$$

La ecuación anterior está compuesta por tres términos, cada uno convolucionado con la transformada de Fourier inversa de la densidad espectral de energía de la fuente de luz (el grado complejo de coherencia mutua). De acuerdo a lo desarrollado con anterioridad, el tercer término es el de interés, lo único que resta entonces es eliminar los otros dos términos y recuperar los perfiles de intensidad resueltos en profundidad.

El primer término (« término DC ») produce una señal intensa centrada en $z_S = 0$ (imagen del espejo de referencia), la forma de eliminarlo es tomar una medición de la intensidad sin el objeto muestra y restarlo a todas las mediciones siguientes. El segundo término (« término de auto-correlación ») produce señales cerca de la posición cero, la forma de reducirlo es asegurarse que la reflectividad del espejo de referencia sea suficientemente alta. El tercer término (« término de correlación cruzada ») representa la señal buscada, pero debido a la naturaleza de la transformada de Fourier también se obtiene una imagen conjugada simétrica respecto a la posición de referencia $z_S = 0$. Para evitar que la señal real se superponga con la señal conjugada se debe colocar la imagen del espejo de referencia fuera del objeto muestra.

En la Figura 3.7a se muestra el comportamiento de la señal descrita por la ecuación 3.8 al considerar dos capas reflectoras situadas a 2 y 5 μm a lo largo del eje de profundidad de un objeto muestra, suponiendo una longitud de onda central λ_0 de 930 nm y un ancho de banda $\Delta\lambda$ de 100 nm, mientras que en la Figura 3.7b se muestra el comportamiento de cada uno de los términos descritos por la ecuación 3.14 que surgen después de aplicar la transformada de Fourier inversa al interferograma espectral.

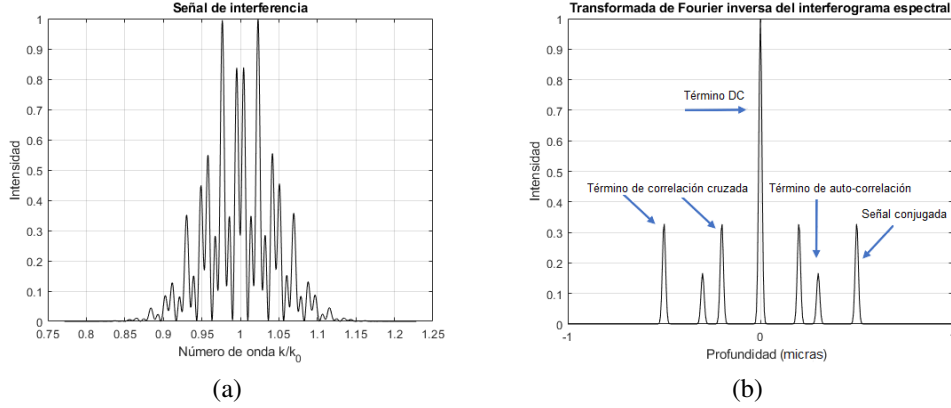


Figura 3.7: Simulación en MATLAB de: a) El interferograma espectral registrado en el dominio de la frecuencia al considerar dos superficies reflectoras; b) La transformada de Fourier del interferograma espectral.

Otra alternativa para eliminar los términos que no son de interés es utilizar la interferometría de corrimiento de fase, tal como se menciona en [14,22]. El principio de esta técnica consiste en tomar otro interferograma en la misma posición, pero con kz'_S desplazado por π , es decir, añadir un corrimiento de fase de π a la señal original. Con este paso se obtiene otra señal de interferencia, cuya única diferencia con respecto a la señal original es que hay un cambio de signo en el tercer término, dicho interferograma está dado por:

$$I'(k) = S(k) \left[r_R^2 + \frac{1}{16n_S^2} \left| \mathcal{F} \left\{ r \left(k, \frac{z'_S}{2n_S} \right) \right\} \right|^2 - \frac{r_R}{2n_S} \mathcal{F} \left\{ r \left(k, \frac{z'_S}{2n_S} \right) \right\} \right]. \quad (3.15)$$

Tomando la diferencia entre las ecuaciones 3.10 y 3.15, el primer y segundo término se anulan y únicamente queda el término de « correlación cruzada » que se busca analizar:

$$I(k) - I'(k) = \Delta I(k) = S(k) \frac{r_R}{n_S} \mathcal{F} \left\{ r \left(k, \frac{z'_S}{2n_S} \right) \right\}. \quad (3.16)$$

La función que describe la intensidad del haz reflejado después de interactuar con la distribución espacial de capas reflectoras presentes en el objeto muestra a lo largo del eje de profundidad se obtiene a partir de la transformada de Fourier inversa de la expresión 3.16 y el cambio de variable $z_S = z'_S/2n_S$:

$$r(k, z_S) = \frac{n_S}{r_R} \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\Delta I(k)}{S(k)} \right\}, \quad (3.17)$$

donde la transformada de Fourier inversa mapea la señal del dominio del número de onda k (k -espacio) al dominio espacial $2z_S n_S$. La deconvolución de la señal implica simplemente dividir la intensidad del interferograma espectral $\Delta I(z)$ entre la distribución de densidad espectral de la fuente de luz y aplicar la transformada de Fourier inversa para recuperar la señal resuelta en profundidad que describe la intensidad de la luz retroesparcida por la muestra registrada en el sistema de detección.

En la Figura 3.8 se muestra el A-scan y la imagen conjugada (simétrica a la posición en profundidad $z = 0$) representados por la ecuación 3.17 al considerar las dos superficies reflectoras que generan el interferograma espectral mostrado en la Figura 3.7a.

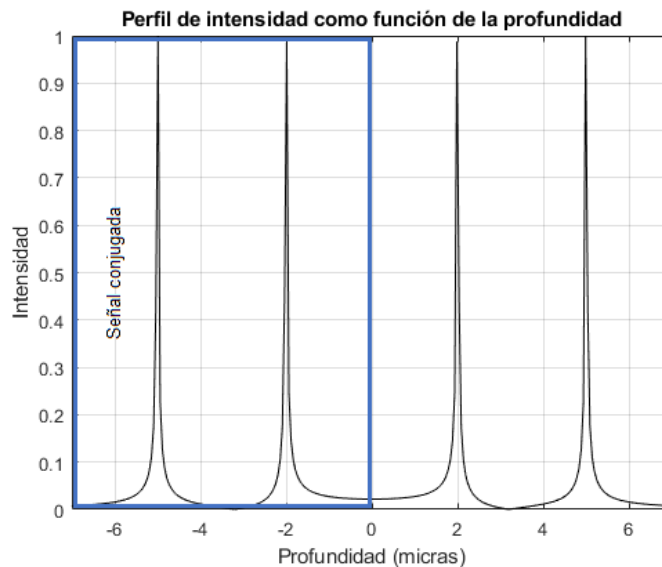


Figura 3.8: Simulación en MATLAB de la intensidad del haz reflejado como función de la profundidad. Los máximos de intensidad representan la posición de las capas reflectoras.

Al igual que en los sistemas del dominio temporal, la ecuación 3.17 contiene información tanto de amplitud como de fase, por lo que puede escribirse de manera

general como:

$$\Gamma(z_S)_{FD} = A(z_S) \cdot \exp(i\Phi(z_S)), \quad (3.18)$$

con $A(z_S) = |r(k, z_S)|$ y $\Phi(z_S) = r(k, z_S) - r^*(k, z_S) / 2$.

La función $\Gamma(z_S)_{FD}$ se conoce como la función compleja de OCT y su módulo representa los perfiles de intensidad resueltos en profundidad llamados A-scan que se obtienen con un sistema de OCT en el dominio de la frecuencia.

Tanto en el sistema del dominio temporal como en el del dominio de la frecuencia, en el brazo de la muestra se coloca un un sistema de escaneo xy para realizar imágenes en dos y tres dimensiones. Las imágenes bidimensionales se obtienen al realizar un escaneo lateral a lo largo de la dirección x (ancho) del objeto muestra, mientras que las imágenes tridimensionales se obtienen realizando escaneos del plano xz en la dirección y .

Para poder comparar el funcionamiento de los dos tipos de sistemas de OCT (TD-OCT y FD-OCT) se debe recurrir a conceptos como la resolución, la sensibilidad, la profundidad de penetración y la velocidad de escaneo, dichos parámetros se describen en la siguiente sección.

3.4. Algunas consideraciones de la técnica de OCT

Independientemente de la configuración óptica empleada, un sistema de OCT está formado por tres componentes principales: una fuente de luz, un sistema interferométrico y un método de detección. El rendimiento general del sistema depende de las especificaciones técnicas de cada uno de los componentes del sistema de OCT, por ejemplo, la longitud de coherencia de la fuente y la resolución y calidad del sistema de detección.

En la siguiente sección se discuten algunos de los parámetros más importantes de cualquier sistema de OCT.

Resolución

La resolución se define como la capacidad de un sistema para poder resolver objetos ubicados a ciertas distancias, en el caso concreto de los sistema se OCT, es la capacidad de medir de manera independiente la luz reflejada (o retroesparcida en el caso más complejo) por la distribución espacial de capas que conforman la muestra. La

resolución total consta de una resolución axial o en profundidad Δz y una resolución lateral o transversal Δx .

En ambos tipos de sistemas de OCT la resolución axial depende de la longitud de coherencia de la fuente, por lo que los sistemas de OCT permiten detectar la intensidad de la luz retroesparcida por dos capas reflectoras cuya separación entre ellas es de al menos la longitud de coherencia de la fuente. De acuerdo a [23], la resolución axial se define como:

$$\Delta z = \frac{2 \cdot \ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda}. \quad (3.19)$$

Considerando una longitud de onda central de 930 nm y un ancho de banda de 100 nm se obtiene una resolución axial de 3.8165 μm (sin considerar las propiedades ópticas del medio). Sin embargo, este valor depende de diferentes factores, principalmente del diseño del sistema de enfoque y del índice de refracción del medio. La resolución axial para un equipo Spectral Radar 930OCT de Thorlabs (sistema del dominio espectral) con una longitud de onda central de 930 nm y un ancho de banda de 100 nm se obtiene una resolución axial de 6.2 μm en aire (Spectral Radar OCT Operating Manual, Thorlabs, 2007).

En el caso de la resolución lateral o transversal, esta depende del tamaño del punto de enfoque sobre la muestra, que a la vez depende de la apertura numérica (NA) del sistema óptico de enfoque. Considerando una fuente de luz con perfil espectral gaussiano la resolución lateral, de acuerdo a [23], se define a partir de la siguiente expresión:

$$\Delta x = \frac{4\lambda_0 f}{\pi d}, \quad (3.20)$$

donde f es la distancia focal y d el tamaño del punto de enfoque, ambos parámetros del sistema óptico de enfoque.

Suponiendo un sistema óptico de enfoque con una distancia focal f de 54 mm y un punto de enfoque d con un diámetro de $1/e^2$ se obtiene una resolución lateral de 12 μm para una longitud de onda central de 930 nm (High-Resolution Scan Lens Kit, Thorlabs, 2017).

Se suele decir que ambas resoluciones son independientes una de la otra, sin embargo, existe una relación que las limita entre sí. Cuanto más grande es la apertura numérica del sistema óptico de enfoque la resolución lateral Δx se incrementa mientras que la profundidad de foco b del haz de escaneo disminuye y la resolución axial Δz no se ve afectada. Lo ideal es que la resolución axial esté contenida dentro de la profundidad de foco. En la Figura 3.9 se representa dicha relación.

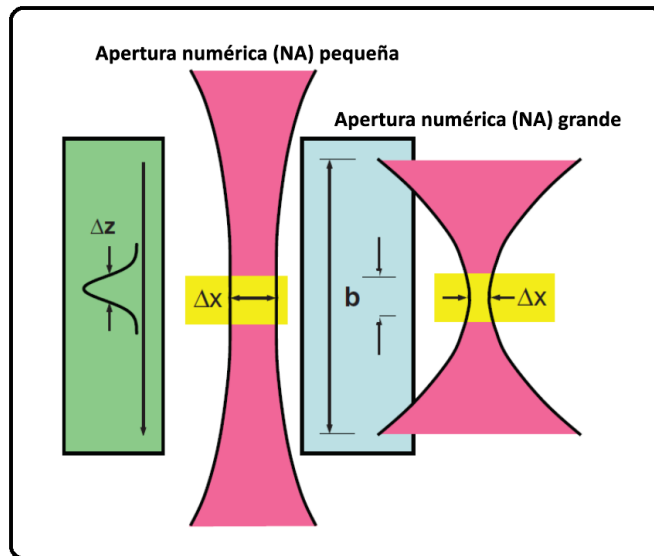


Figura 3.9: Representación de dos haces en un sistema óptico de enfoque con diferente apertura numérica. Imagen tomada de: Wolfgang Drexler and James G Fujimoto. Optical coherence tomography: technology and applications. Springer Science & Business Media, 2008.

Relación señal-ruido y sensibilidad

La relación señal-ruido (*Signal to Noise Ratio*, SNR por sus siglas en inglés) se define como la proporción existente entre la potencia de la señal que se transmite y la potencia del ruido que la corrompe (Wikipedia, 2020). La presencia del ruido modifica las características de la señal ideal afectándola de diferentes maneras dependiendo el tipo y el origen del ruido.

La detección de la señal de OCT presenta tres fuentes importantes de ruido: ruido de disparo, ruido de intensidad óptica (intensidad de la luz retroesparcida por la muestra) y ruido térmico. Cada una de las contribuciones de ruido se combina como la suma de sus cuadros para formar en conjunto la SNR del sistema. El ruido de disparo es originado por las fluctuaciones de los fotones detectados consecuencia de la discretización de la energía del campo eléctrico [13]. Cuando se obtienen imágenes de muestras con mucho esparcimiento y absorbentes, el ruido de intensidad óptica y el ruido térmico se vuelven insignificantes, por lo que la SNR es igual al ruido de disparo.

El análisis del SNR en los sistemas TD-OCT da como resultado una SNR proporcional a la capacidad de respuesta del detector y a la potencia óptica reflejada por la muestra e independiente del nivel de potencia óptica del brazo de referencia. Para los

sistemas FD-OCT el comportamiento del SNR depende del muestreo espectral y de los procesos realizados a través de la transformada de Fourier inversa [22].

La sensibilidad, también llamada rango dinámico, se asocia directamente con la SNR y se define a partir de la mínima reflectividad (R_{min}) que el sistema es capaz de medir. El rango dinámico se mide teniendo en cuenta la densidad mínima (zonas claras) y la densidad máxima (zonas oscuras) que se pueden representar entre el nivel de referencia y el ruido de fondo del sistema. Dado que las señales de OCT se generan mediante la luz retroesparcida (o en el caso más simple, la luz reflejada), una definición adecuada de la sensibilidad S es la relación entre la reflectividad de un espejo que refleja perfectamente y la reflectividad de la muestra R_{min} que produce una SNR igual a uno [16]. Este parámetro es medido en decibeles (dB) y está dado por:

$$S(dB) = 10 \cdot \log(1/R_{min}). \quad (3.21)$$

En la comparativa entre los sistemas TD-OCT y FD-OCT, la ventaja de usar técnicas en el dominio de la frecuencia es que con estos últimos se obtienen señales mas intensas [24]. En un sistema de OCT del dominio temporal el rango dinámico es mayor a 90 dB (Spectral Radar OCT Operating Manual, Thorlabs, 2007) mientras que en uno del dominio de la frecuencia es mayor a 106 dB (Ganymede Series SD-OCT Systems, Atria Series SS-OCT Systems, Thorlabs, 2021).

Rango de profundidad medible y frecuencia de escaneo

Las imágenes en profundidad que proporciona la técnica de OCT se ven limitadas por las propiedades ópticas de la muestra, la penetración del haz incidente, la profundidad de enfoque del sistema óptico de escaneo y por el tipo de sistema de OCT empleado. Tomando en cuenta solo la influencia del tipo de sistema de OCT, la máxima profundidad medible en el TD-OCT depende del desplazamiento total del espejo de referencia, mientras que en el FD-OCT el rango medible está en función de la capacidad del detector para medir frecuencias altas en la señal de interferencia, ya que a mayor profundidad la frecuencia es más alta. En ambos sistemas obteniéndose profundidades máximas de penetración del orden de milímetros (de 2 a 3 mm).

Tanto en los sistemas SD-OCT como SS-OCT, la resolución espectral del espectrómetro o el ancho de línea instantáneo de la fuente de barrido $\delta\lambda$ (del orden de nanómetros), determinan la máxima profundidad que se puede medir, de acuerdo a [16] este valor está determinado por la siguiente relación:

$$z_{max} = \frac{1}{4n_s} \frac{\lambda_0^2}{\delta\lambda}, \quad (3.22)$$

siendo n_S el índice de refracción del medio.

Con una longitud de onda central de 930 nm y una resolución del espectrómetro de 0.14 nm (sistema del dominio espectral) se obtiene una profundidad máxima de escaneo de 1.5444 mm al suponer un medio con $n_S = 1$.

La frecuencia de escaneo se asocia con la velocidad del sistema para obtener un A-scan. En los sistemas TD-OCT, este parámetro se relaciona con la velocidad de escaneo axial que realiza el espejo de referencia (del orden de los kHz) y el tiempo que tarda la señal en ser procesada. Pese a los intentos de mejorar la velocidad de estos sistemas, el proceso mecánico que realiza el espejo de referencia hace difícil que las velocidades alcanzadas superen las decenas de kHz.

En las técnicas FD-OCT este parámetro depende de la velocidad con la que el sistema separa la información espectral de la muestra y el cálculo posterior de la transformada de Fourier inversa para obtener el patrón de interferencia en el dominio del tiempo. Estos últimos sistemas comenzaron a emplear el término «escaneo en tiempo real», logrando velocidades cercanas a los 20 kHz para sistemas SD-OCT y 50 kHz para sistemas SS-OCT. En la actualidad, existen algunas propuestas de sistemas SS-OCT capaces de alcanzar hasta los 10 MHz [25].

La búsqueda de nuevas herramientas de detección a partir de imágenes tomográficas en el área de la salud, principalmente, llevó al desarrollo de sistemas de OCT que aprovechan ciertas características de la luz para generar imágenes funcionales de la muestra de estudio. En la siguiente sección se describen las principales modalidades funcionales de OCT.

3.5. Doppler OCT y otras extensiones funcionales

Las modalidades funcionales de OCT aprovechan algunas propiedades de la luz para generar, a partir de las características funcionales, un tomograma caracterizado por un nuevo valor de intensidad o de color.

Dependiendo de la propiedad extra de la luz que se analice existen varias modalidades funcionales de OCT. La modalidad de OCT sensible a la polarización (*Polarization Sensitive Optical Coherence Tomography*, PS-OCT por sus siglas en inglés) combina la detección sensible a la polarización con la técnica de OCT para determinar la birrefringencia de los objetos muestra [26]. La modalidad de OCT de segundo armónico (*Second Harmonic Optical Coherence Tomography*, SH-OCT por sus siglas en inglés) combina la generación de segundo armónico con la técnica de OCT para

obtener imágenes con contraste molecular [27]. La modalidad Doppler OCT (D-OCT) combina la técnica de OCT con la velocimetría láser Doppler para obtener imágenes de componentes estáticos (estructura) y en movimiento (flujo) simultáneamente. Por ser del interés de este trabajo de investigación, a continuación se describe más a detalle la modalidad funcional Doppler OCT.

Después de aplicar la transformada de Fourier a la señal de interferencia detectada se obtiene una señal de OCT compleja (ecuación 3.18), el módulo de dicha señal representa los perfiles de intensidad resueltos en profundidad, mientras que el argumento representa la fase. La fase es generalmente aleatoria y no tiene relevancia para las imágenes de intensidad. Además, durante el procesamiento digital para obtener el módulo de la señal diversos tratamientos no lineales en la señal OCT destruyen dicha información [28].

Un registro y procesamiento correcto de la fase antes del cálculo del módulo permite utilizar esta información para analizar el comportamiento de fenómenos de alta dinámica presentes en el objeto muestra. La modalidad D-OCT utiliza la información de fase para medir la velocidad y dirección de flujo en una muestra. El desplazamiento de flujo en la muestra introduce pequeños cambios de frecuencia (cambios Doppler) en la luz retroesparcida, que cuando interfiere con el haz de referencia, estos cambios Doppler conducen a un cambio dependiente del tiempo del patrón de interferencia. Después de que la señal es procesada se obtienen imágenes de intensidad y de la velocidad de flujo.

Wang *et al.* [29] fueron los primeros en demostrar, simultáneamente, las imágenes de componentes estáticos y en movimiento, bajo una configuración OCT del dominio temporal. Las imágenes estructurales (o de intensidad) se obtienen con el módulo de la señal de interferencia, mientras que las imágenes de los componentes en movimiento se obtienen midiendo el cambio en la frecuencia Doppler.

Los cambios en la frecuencia Doppler se pueden obtener por el método espectral a partir de la transformada de Fourier [30] o por el método de resolución de fase (*Phase-Resolved Doppler Optical Coherence Tomography*, PR-D-OCT por sus siglas en inglés). El método PR-D-OCT utiliza el cambio de fase entre A-scans secuenciales de un mismo B-scan para reconstruir imágenes de velocidad.

Utilizando el método de cambio de fase entre A-scans consecutivos, de acuerdo a [31], la velocidad de los componentes en movimiento dentro de la muestra puede obtenerse a partir de la siguiente expresión:

$$V(z_S) = \frac{\Delta\Phi_D(z_S) \cdot \lambda_0}{4 \cdot \pi \cdot n_S \cdot T_{A-scan} \cdot \cos\beta}, \quad (3.23)$$

donde $\Delta\Phi_D(z_S)$ denota el desplazamiento en la frecuencia Doppler (en el rango de 0 a 2π radianes [32]) a la profundidad z_S entre dos A-scan consecutivos, T_{A-scan} la frecuencia de escaneo entre cada A-scan, n_S el índice de refracción del fluido y β el ángulo que forma el haz de escaneo y la dirección del flujo, tal como se ve en la Figura 3.10.

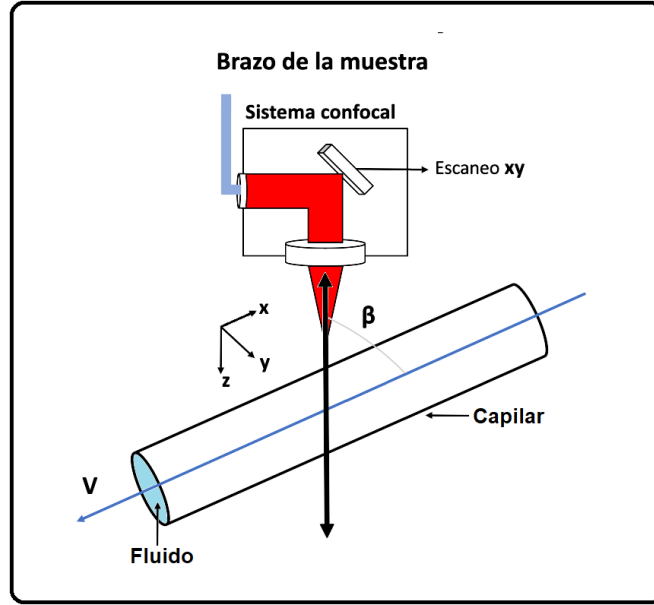


Figura 3.10: Esquema óptico para la detección de la frecuencia Doppler. β representa el ángulo entre el haz incidente y la dirección de movimiento del fluido.

En la modalidad PR-D-OCT, el desplazamiento en la frecuencia Doppler se obtiene con la parte imaginaria de la multiplicación de la $(j + 1)$ -ésima señal OCT y el complejo conjugado de la j -ésima señal de OCT:

$$\Delta\Phi_D(z_S) = \text{Im}\{\Gamma_{j+1}(z_S) \cdot \Gamma_j^*(z_S)\}, \quad (3.24)$$

con $\Gamma(z_S)$ la señal de OCT compleja dada por la ecuación 3.18.

De manera experimental la fase de la señal se obtiene a partir de la distribución de velocidades del fluido en movimiento, siendo el flujo laminar el modelo de estudio más simple. Determinado por el número de Reynolds, este tipo de flujo está caracterizado por un perfil de velocidades parabólico dado por [33]:

$$V_z(r) = V_{max} - \left(\frac{V_{max}}{R^2}\right)r^2, \quad (3.25)$$

con R el radio del capilar por donde circula el fluido y V_{max} la velocidad central máxi-

ma.

Al momento de realizar un estudio con un sistema PR-D-OCT se debe tener en cuenta la velocidad del flujo que circula por el capilar. Si el flujo es demasiado lento, la información de fase no se podrá distinguir del ruido atribuido a la estabilidad de fase del sistema de OCT. Si el flujo es mucho más rápido que la velocidad de adquisición de los B-scan, se produce un desvanecimiento de la señal de interferencia y el flujo no es detectado. Si el flujo es lo suficientemente rápido como para introducir un cambio de fase entre las señales que supere 2π , la fase se envuelve y la estimación de la velocidad del flujo es incorrecta [34, 35].

Los resultados que se obtienen con esta modalidad funcional se presentan en la Figura 3.11.

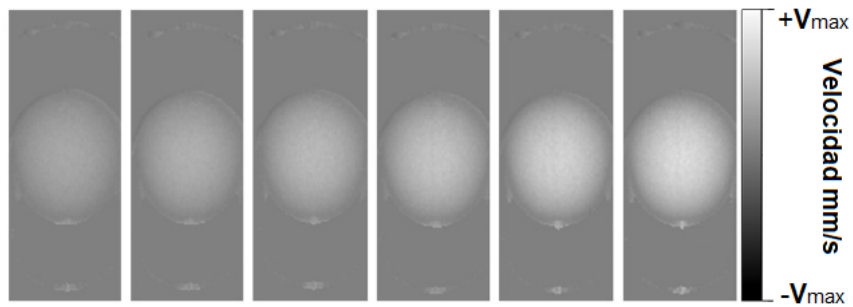


Figura 3.11: Imagen de la velocidad de flujo, la escala de grises de la derecha especifica la velocidad en mm/s. Imagen tomada de: Walther, J., Mueller, G., Morawietz, H., & Koch, E. (2009). Analysis of in vitro and in vivo bidirectional flow velocities by phase-resolved Doppler Fourier-domain OCT. *Sensors and Actuators A: Physical*, 156(1), 14-21.

En este capítulo se desarrolló la teoría necesaria para recuperar los perfiles de intensidad resueltos en profundidad tanto en el dominio temporal como en el de la frecuencia y se establecieron las principales diferencias entre ambos tipos de sistemas de OCT. En ambos casos se obtuvo una expresión matemática que permite localizar espacialmente las capas que generan la señal de interferencia considerando solo la luz reflejada por dicha distribución. Se abordaron los parámetros que determinan el rendimiento general de un sistema de OCT. Finalmente, se presentaron algunas modalidades funcionales de OCT con especial interés en la modalidad Doppler OCT.

Capítulo 4

Procedimiento y resultados

En este capítulo se presenta el procedimiento seguido para realizar la simulación de la señal de un sistema de OCT en el dominio temporal, así como en el dominio de la frecuencia. Se describen dos algoritmos escritos en MATLAB, uno para simular la señal de interferencia y otro para procesarla y convertirla en un perfil de intensidad en función de la profundidad. Se presentan los resultados obtenidos con cada simulación al considerar el mismo objeto de entrada. También se muestran los resultados de la simulación Doppler OCT al considerar un fluido caracterizado por una distribución de velocidad parabólica que circula a través de un capilar. Por último, se presenta una interfaz gráfica de usuario que proporciona un entorno visual que facilita el entendimiento del procesamiento de las señales de OCT.

4.1. Introducción

A partir de una simulación se puede entender mejor el funcionamiento de un sistema, ya que al tener el control numérico a través de una computadora es posible modificar las variables más importantes o experimentar con nuevas situaciones sobre las cuales se tiene poca o ninguna información. En algunos trabajos se han propuesto algoritmos para resolver estructuras sencillas [36, 37], así como estructuras complejas que aluden a tejidos biológicos [38, 39]. El objetivo general de esta tesis es la simulación de la señal de interferencia generada por un sistema de OCT a partir de la teoría desarrollada en el capítulo 3 y utilizando algoritmos realizados en MATLAB. Dicha simulación consta de dos etapas importantes; la primera corresponde a la simulación de la señal de interferencia utilizando las ecuaciones 3.2 (sección 3.2) y 3.6 (sección 3.3), mientras que la segunda al procesamiento para generar los perfiles de intensidad

resueltos en profundidad representados por las ecuaciones 3.5 (sección 3.2) y 3.17 (sección 3.3), en ambos casos para el dominio temporal y para el dominio de la frecuencia, respectivamente.

Los objetos simulados en esta tesis están representados únicamente por coeficientes de reflexión, se ignoran los efectos de reflexiones múltiples, efectos del esparcimiento y se considera que el índice de refracción permanece constante. También se asume que el haz no pierde intensidad, por lo que la simulación permite observar a través de toda la profundidad del objeto. En las siguientes secciones se describen detalladamente todos los procedimientos realizados.

4.2. Simulación de objetos

Suponiendo que la muestra que se desea analizar con el sistema de OCT es un objeto tridimensional representado por la función $\Theta(P(x, y, z), r_{S_j}(x, y))$ (función de respuesta de la muestra) que describe la posición $P(x, y, z)$ de las capas reflectoras caracterizadas por un coeficiente de reflexión $r_{S_j}(x, y)$ localizadas a la profundidad S_j en la dirección z , este es interpretado para su análisis como la combinación de varios planos que contienen información respecto a la distribución espacial de las capas reflectoras, tal como se muestra en la Figura 4.1.

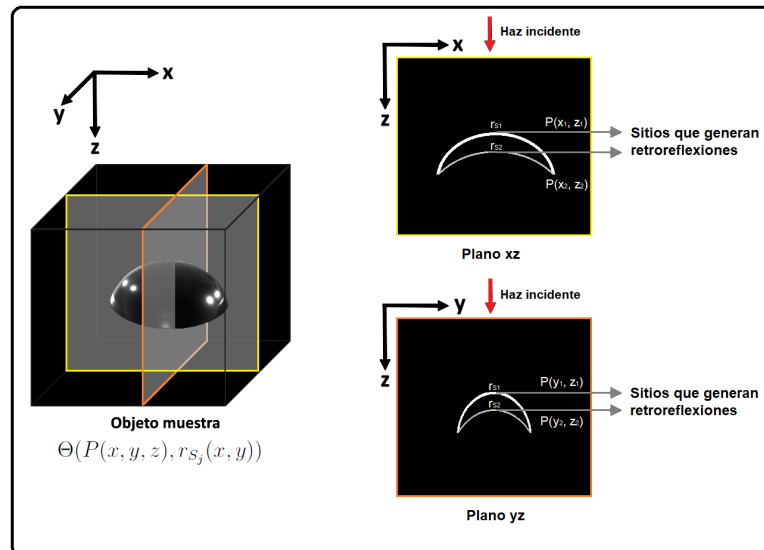


Figura 4.1: Representación de los planos que constituyen el objeto tridimensional simulado. Los píxeles cuyo valor es distinto de cero representan las capas que generan la retroreflexión.

En esta tesis se propone construir los objetos de estudio para el sistema de OCT utilizando un arreglo multidimensional de $N \times M \times Q$ píxeles, donde N es el número de filas en la dirección z , M el número de columnas en la dirección x y Q el número de planos xz en la dirección y . Los valores N , M y Q representan la profundidad de escaneo, los escaneos laterales y los escaneos en la dirección y , respectivamente.

Utilizando la notación de MATLAB, de manera general, un arreglo multidimensional se puede expresar de forma compacta como:

$$A(:, :, :) = a_{ijq} \in N \times M \times Q, \quad (4.1)$$

donde $A(:, :, :)$ denota el arreglo multidimensional de N filas, M columnas y Q planos, cuyas entradas $(:, :, :)$ se representan como a_{ijq} con $i \in [1, N]$ el índice de la fila, $j \in [1, M]$ el índice de la columna y $q \in [1, Q]$ el índice del plano xz , tal como se muestra en la Figura 4.2.

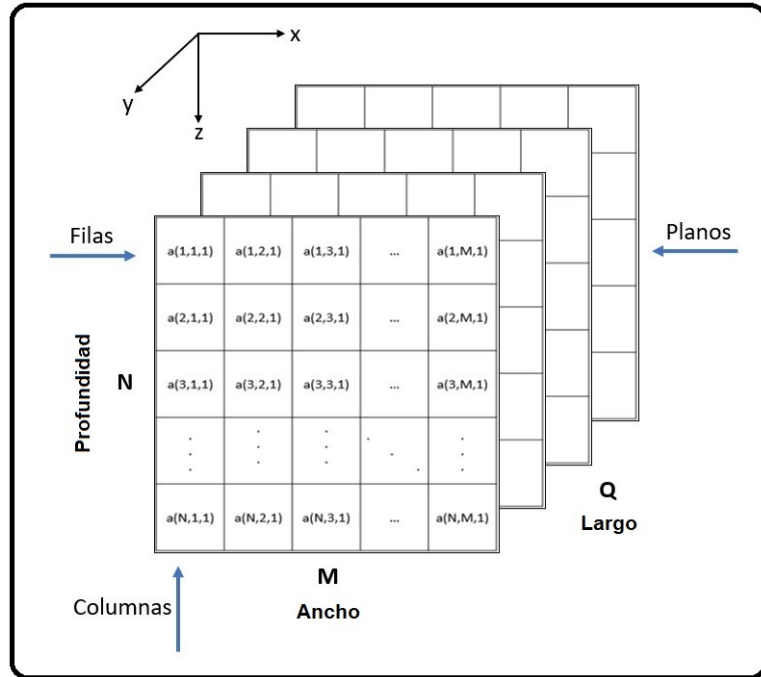


Figura 4.2: Representación de un arreglo multidimensional simulando un objeto.

Para representar la función $\Theta(P(x, y, z), r_{S_j}(x, y))$ que describe al objeto simulado a cada entrada (i, j, q) se le asigna un coeficiente de reflexión r_{ijq} en función del valor normalizado de la escala de grises, mientras que la posición en profundidad de las capas reflectoras se determina a partir del índice i y de un factor de conversión denotado como fc que indica la equivalencia de cada píxel a unidades de longitud (del orden de μm).

El factor fc se escoge en función del número de píxeles utilizados y la dimensión en profundidad del objeto analizado. En el OCT del INAOE se utilizan 512 píxeles para representar 1.6 mm en profundidad (considerando aire con $n_S = 1$) y 2000 píxeles equivalentes a 6 mm de ancho en la dirección x , por lo que el factor fc es de $3.125 \mu\text{m}$ en la dirección z y $3 \mu\text{m}$ en la dirección x .

Empleando la notación de MATLAB y teniendo en cuenta que la posición en profundidad de las capas reflectoras se obtiene a partir del índice i y el factor de conversión fc , el objeto simulado puede ser representado únicamente por el coeficiente de reflexión de cada entrada (i, j, k) como:

$$r(:, :, :) = r_{ijq} \in N \times M \times Q. \quad (4.2)$$

Una vez que se tiene el objeto diseñado se procede a simular la señal de interferencia de un sistema de OCT, en esta tesis se consideraron dos casos, uno para un sistema en el dominio temporal, y otro en el dominio de la frecuencia.

En las siguientes secciones se describen los algoritmos empleados en cada simulación considerando la dirección de escaneo y constante y restringiendo el análisis solo a un plano xz .

4.3. Simulación de la señal de un sistema de OCT del dominio temporal

La señal de OCT en el dominio temporal se construye a partir del escaneo en profundidad que realiza el espejo en el brazo de referencia del interferómetro de Michelson. Cuando el espejo de referencia se desplaza la diferencia de camino óptico entre ambos brazos cambia, por lo que el máximo de interferencia ocurre en la posición donde la diferencia es igual a cero. Desplazando el espejo a lo largo de la dirección z y manteniendo constantes las direcciones de escaneo x e y se obtiene una línea de escaneo en profundidad llamada A-scan.

En la Figura 4.3 se presenta un diagrama con las etapas necesarias para simular y procesar la señal de OCT en el dominio temporal.

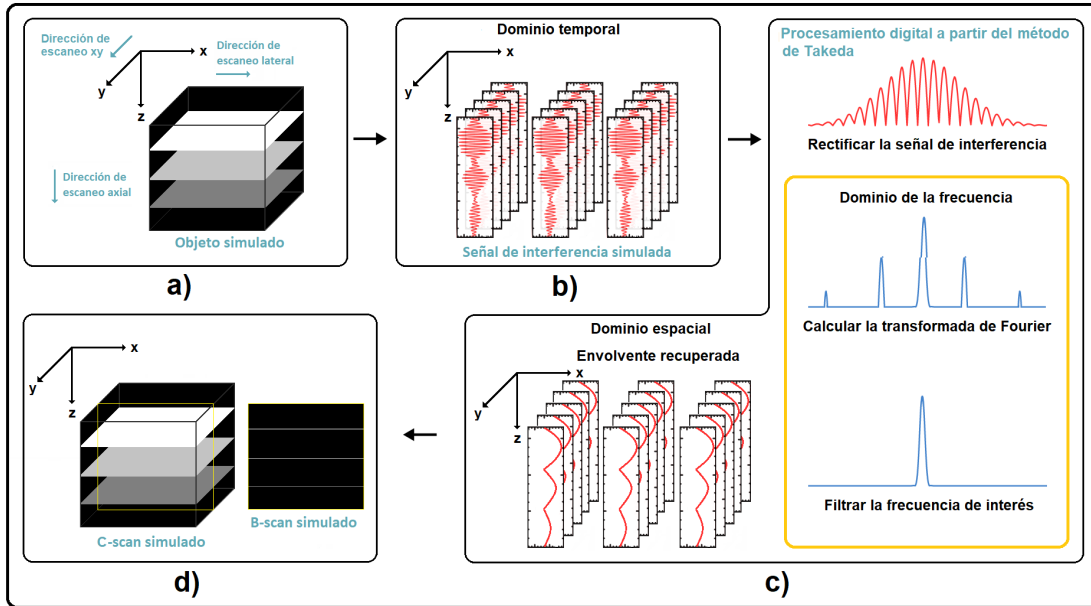


Figura 4.3: Proceso para la simulación de un sistema de OCT del dominio temporal. a) Simulación del objeto; b) Simulación de la señal de interferencia; c) Demodulación de la señal de interferencia y d) Señal de OCT recuperada.

Debido a que no se considera una señal de interferencia continua, sino solo puntos de muestreo, en principio existen infinitas señales que se adecúan a estos datos; para evitar la ambigüedad se debe usar una frecuencia de muestreo suficientemente alta, de modo que se satisfaga el criterio de Nyquist. La condición se cumple escogiendo $N_{prof} \geq 2^{10}$ píxeles equivalentes a la profundidad de escaneo total del sistema de OCT para simular las señales de interferencia [15].

Una vez que se satisface el criterio de Nyquist, la señal de interferencia se construye a partir de la diferencia de camino óptico (DCO) entre el haz de referencia y el haz retroreflejado (es necesario resaltar que en la vida real la señal se forma tanto con la luz retroreflejada como con la retroesparcida por la muestra) por cada capa que conforma la muestra. Para calcular la diferencia de camino óptico primero se define un vector fila denotado como $\Delta z(1, :)$ cuyos elementos z_{1t} (con $t \in [1, N_{prof}]$) representan los desplazamientos axiales del espejo de referencia en unidades de longitud (del orden de micras) con los cuales se simula el escaneo en profundidad del objeto. Utilizando la notación de MATLAB dicho vector puede representarse como:

$$\Delta z(1, :) = z_{1t} \in 1 \times N_{prof}. \quad (4.3)$$

Después, la diferencia de camino óptico en cada columna j se determina a partir

de la siguiente relación:

$$DCO(:, :) = \Delta z(1, t) - P(:, j) \in \sum_{j=1}^M CR_j \times N_{prof}, \quad (4.4)$$

donde CR_j representa el número de capas reflectoras a lo largo del eje de profundidad del objeto simulado para cada columna j y $P(:, j)$ indica su posición en profundidad.

La señal de interferencia se obtiene a partir de la ecuación 3.2 desarrollada en el capítulo 3, en notación matricial dicho arreglo se puede expresar como:

$$I_{filt}(:, :) = I_{filt_{jt}} \in \sum_{j=1}^M CR_j \times N_{prof}, \quad (4.5)$$

con:

$$I_{filt_{jt}} = 2S_0 r_{RR}(:, j) \cdot \exp\left(-16 \cdot \ln(2) \left(\frac{DCO(j, t)}{l_c}\right)^2\right) \cos(2k_0 DCO(j, t)), \quad (4.6)$$

siendo r_R y $r(:, j)$ los coeficientes de reflexión del espejo de referencia y de la distribución de capas del objeto simulado, respectivamente.

La señal de interferencia debida a las CR_j capas reflectoras en cada columna j se obtiene al sumar todas las contribuciones a lo largo de la dirección de profundidad. En el algoritmo escrito en esta tesis la suma se realiza considerando un caso base para $j = 1$, es decir, para la primer columna del objeto simulado y después aplicándolo a las $j - 1$ columnas restantes. Las señales de interferencia para cada j se suman con el comando **sum** en bloques de CR_j contribuciones. En el caso base la suma de las CR_1 contribuciones se expresa como:

$$I_{suma}(1, :) = \sum_{m=1}^{CR_1} I_{filt}(m, t) \in 1 \times N_{prof}, \quad (4.7)$$

las otras $j - 1$ señales de interferencia se suman y ordenan de la siguiente forma:

$$I_{suma}(j + 1, :) = \sum_{m=CR_j}^{CR_{j+1}} I_{filt}(m, t) \in M - 1 \times N_{prof}. \quad (4.8)$$

Después de sumar todas las contribuciones se obtiene una matriz de M filas y N_{prof} columnas, donde cada fila con N_{prof} elementos representa la señal de interferencia generada por el escaneo a lo largo de la profundidad N del objeto simulado. Las M

filas son el resultado del escaneo lateral en la dirección x .

Una vez que se tiene la señal de interferencia, el siguiente paso consiste en la demodulación de la misma (Figura 4.3 c)); para ello, a cada vector fila de la matriz $I_{suma}(:, :)$ se le aplica el procesamiento digital descrito a continuación:

1. Se rectifica el interferograma para convertir las frecuencias negativas en positivas [40], este procedimiento se emplea con el fin de transformar la señal que se captura en el detector en una señal continua (ya que originalmente la señal capturada es alterna) [14]. Después de dicho procedimiento el interferograma se escribe como:

$$I_{rect}(:, :) = \mathbf{abs}(I_{suma}(j, t)) \in M \times N_{prof}, \quad (4.9)$$

donde el comando **abs** calcula el módulo o valor absoluto del conjunto de datos.

2. Se calcula la transformada de Fourier a la señal rectificada para convertirla del dominio temporal al dominio de la frecuencia. La señal en el dominio de la frecuencia se obtiene a partir de la siguiente expresión:

$$I_{TF}(:, :) = \mathbf{fft}\{I_{rec}(j, t)\} \in M \times N_{prof}, \quad (4.10)$$

donde el comando **fft** calcula la transformada de Fourier unidimensional.

3. Se define una frecuencia de filtraje $frec_{filt}$ para eliminar las frecuencias que son más altas que dicho valor (low-pass filter) [14]. La señal filtrada se obtiene mediante la siguiente expresión:

$$I_{TF_{filt}}(:, :) = I_{TF_{jt}} \in M \times N_{prof}, \quad (4.11)$$

con:

$$I_{TF_{jt}} = I_{TF_{jt}}(j, N_{filt} : N_{prof} - N_{filt} + 1) = 0, \quad (4.12)$$

donde N_{filt} representa un número entero dado por:

$$N_{filt} = \frac{frec_{filt}}{dfrec}, \quad (4.13)$$

siendo $dfrec$ el tamaño del paso para construir el vector de frecuencias (en función del número de puntos de muestreo en profundidad N_{prof}) que permite mapear la transformada de Fourier de la señal.

4. Por último se obtiene la transformada de Fourier inversa de la señal filtrada para regresarla nuevamente al dominio temporal. El cálculo de la transformada de Fourier y su inversa generan un arreglo de valores complejos donde el módulo representa la envolvente del patrón de interferencia, es decir un A-scan. La

expresión de un A-scan recuperado con el método de Takeda está dada por:

$$I_{TD}(:, :) = \mathbf{abs}(\mathbf{ifft} \{ I_{TF_{jt}} \}) \in M \times N_{prof}, \quad (4.14)$$

donde el comando **ifft** calcula la transformada de Fourier inversa unidimensional y el comando **abs** la norma de la señal.

El A-scan generado por el escaneo en profundidad se grafica con el comando **plot** y considerando a cada fila del arreglo de la ecuación 4.14 como el eje de las ordenadas y al vector $\Delta z(1, :)$ (ecuación 4.3) como el eje de las abscisas. El B-scan generado por el escaneo lateral se obtiene con la transpuesta de la matriz representada por la ecuación 4.14 y el comando **image** (Figura 4.3 d)). El C-scan se obtiene al realizar el proceso de demodulación de la señal de interferencia descrito anteriormente a todos los planos xz del arreglo multidimensional que representa el objeto simulado.

4.4. Simulación de la señal de OCT del dominio de la frecuencia

En los sistemas de OCT del dominio de la frecuencia (o de Fourier), ya sea en la configuración SD-OCT o en la SS-OCT, las contribuciones a la señal de interferencia de todas las capas reflectoras que conforman el objeto se obtienen sin la necesidad de desplazar el espejo del brazo de referencia del interferómetro de Michelson. En la configuración SD-OCT se utiliza una fuente de luz de amplio espectro cuya distribución de longitudes de onda interfieren a diferentes profundidades dentro del objeto analizado, la señal de interferencia se analiza con un espectrómetro que la separa en función de la frecuencia para después ser capturada con una arreglo lineal de fotodetectores. En la configuración SS-OCT se utiliza una fuente de luz láser que puede sintonizar una longitud de onda específica que interfiere a cierta profundidad dentro del objeto analizado, la señal de interferencia se detecta con un único fotodetector. El barrido con múltiples longitudes de onda en la misma posición del objeto permite obtener las señales de interferencia a diferentes profundidades. En ambas configuraciones la señal resuelta en profundidad se recupera al aplicar la transformada de Fourier inversa a la señal capturada en el sistema de detección.

En la Figura 4.4 se presenta un diagrama con las etapas necesarias para simular y procesar la señal de OCT en el dominio de la frecuencia.

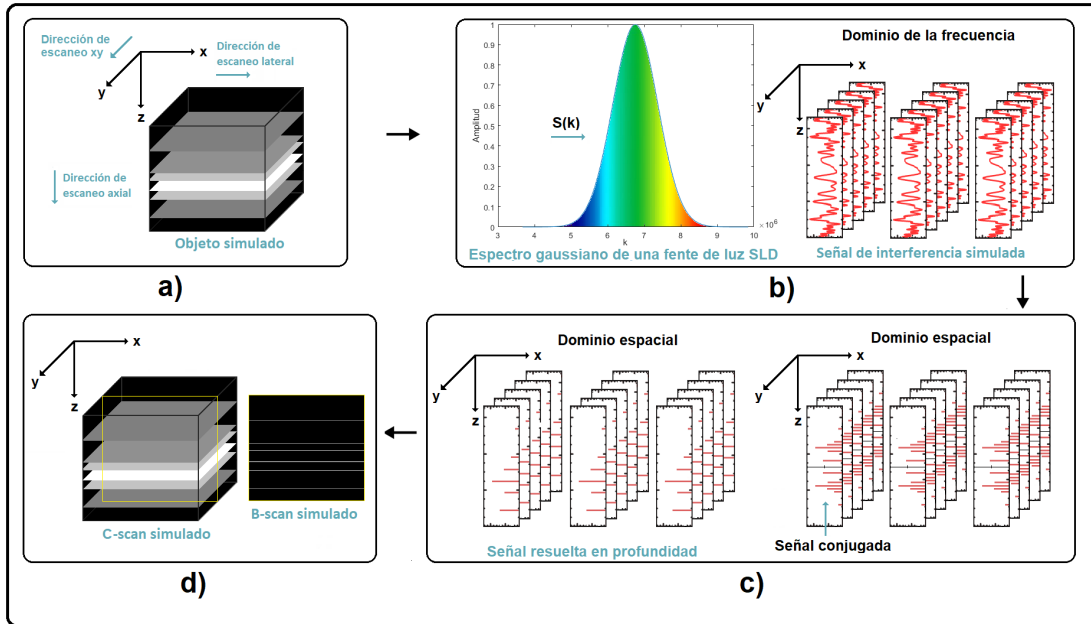


Figura 4.4: Proceso para la simulación de un sistema de OCT del dominio de la frecuencia. a) Simulación del objeto; b) Simulación del espectro de la fuente de luz y de la señal de interferencia; c) Procesamiento de la señal de interferencia con la transformada de Fourier inversa y filtrado de la señal conjugada y d) Señal de OCT simulada.

Suponiendo una fuente de luz SLD la curva $S(k)$ puede ser representada por la ecuación 2.9, y al igual que en la simulación TD-OCT, una vez que se satisface el criterio de Nyquist (N_{prof} píxeles equivalentes a la profundidad de escaneo total del sistema de OCT), la señal de interferencia se construye a partir de la interacción de la distribución espectral asociada a la fuente de luz con las capas reflectoras que conforman el objeto muestra.

Para construir la distribución $S(k)$, además de la longitud de onda central y el ancho espectral, es necesario definir una desviación estándar σ_k para determinar la variación de la distribución de números de onda, con este valor se define un vector fila denotado como $k(1, :)$ cuyos elementos k_{1t} (con $t \in [1, N_{prof}]$) representan los números de onda contenidos dentro del espectro de la fuente. Utilizando la notación de MATLAB dicho vector puede representarse como:

$$k(1, :) = k_{ij} \in 1 \times N_{prof}. \quad (4.15)$$

Con el vector $k(1, :)$ se construye el vector fila que describe la curva de densidad

espectral $S(k)$ de la fuente de luz de acuerdo a la siguiente expresión:

$$S_k(1, :) = \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{k(1, :) - k_0}{\Delta k}\right)^2\right) \in 1 \times N_{prof}, \quad (4.16)$$

con $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ y cuya representación se muestra en la Figura 4.5.

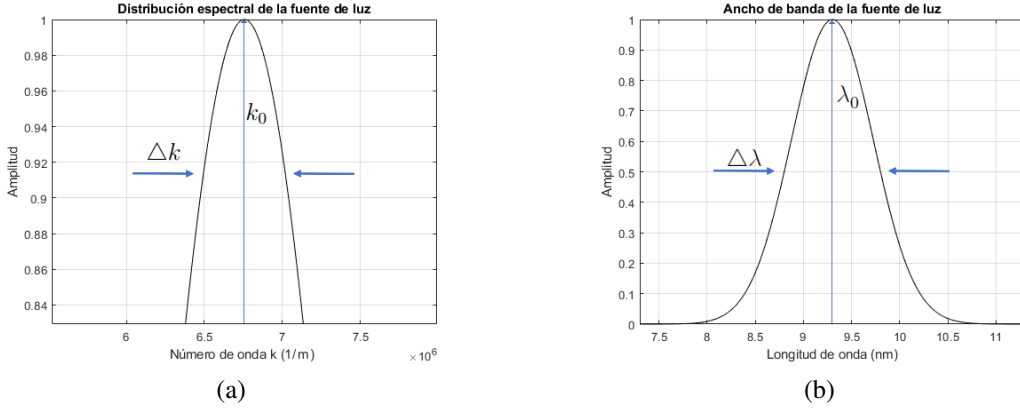


Figura 4.5: Perfil simulado que representa una fuente de luz SLD considerando $\sigma_k=0.614$, $\lambda_0=930$ nm y $\Delta\lambda=100$ nm. a) En función del número de onda k y b) En función de la longitud de onda λ .

La interacción entre la curva de densidad espectral $S(k)$ de la fuente de luz y la distribución de las capas reflectoras que conforman la muestra está descrita por la función de respuesta de la muestra (ecuación 2.16). Utilizando la notación de MATLAB dicha función puede representarse como:

$$\Theta(:, :) = r(:, j) \cdot \exp(i \cdot 2 \cdot k(1, t) \cdot n_S \cdot P(:, j)) \in \sum_{j=1}^M CR_j \times N_{prof}, \quad (4.17)$$

donde i representa la unidad compleja, n_S el índice de refracción del medio, CR_j el número de capas reflectoras en cada columna j y los arreglos $P(:, j)$ y $r(:, j)$ la posición en profundidad de todas las capas y su coeficiente de reflexión, respectivamente.

Cada una de las filas del arreglo representado por la ecuación 4.17 contiene la información sobre la interacción de una capa reflectora con todas las longitudes contenidas en el vector $k(1; :)$, por lo que resulta necesario sumar todas las contribuciones con el fin de obtener una sola señal para cada columna j del objeto simulado. En el

caso de la primer columna la señal debida a las CR_1 capas se expresa como:

$$\Theta_{suma}(1, :) = \sum_{m=1}^{CR_1} \Theta(m, t) \in 1 \times N_{prof}, \quad (4.18)$$

las otras $j - 1$ columnas se suman y ordenan de la siguiente forma:

$$\Theta_{suma}(j+1, :) = \sum_{m=CR_j}^{CR_{j+1}} \Theta(m, t) \in M - 1 \times N_{prof}. \quad (4.19)$$

Después de sumar todas las contribuciones debidas a las CR_j capas reflectoras en cada columna j se obtiene una matriz $\Theta_{suma}(:, :)$ de M filas y N_{prof} columnas; cada fila con N_{prof} elementos representa el comportamiento de la función de respuesta de la muestra al interactuar con el haz incidente. Las M filas son el resultado del escaneo lateral en la dirección x .

De acuerdo a la teoría descrita en el capítulo 3, la señal capturada en el detector (ecuación 3.7) puede escribirse en términos de la función de respuesta de la muestra y la distribución espectral de la fuente como:

$$I(:, :) = S_k(1, t) \cdot |1 + \Theta_{suma}(j, :)|^2 \in M \times N_{prof}. \quad (4.20)$$

Una vez que se tiene la señal de interferencia, el siguiente paso consiste en aplicar la transformada de Fourier inversa a cada vector fila de la matriz $I(:, :)$. Para poder realizar esto último primero se deben eliminar los términos que no son de interés (el «término DC» debido al espectro de la fuente y a la reflectividad del espejo de referencia y el «término de auto-correlación» que se genera por la interferencia de todas la señales a lo largo de la profundidad del objeto). Utilizando interferometría de corrimiento de fase el interferograma filtrado se obtiene a partir de la siguiente relación:

$$I_{filt}(:, :) = \frac{n_S}{r_R} \left(\frac{\Delta I(j, :)}{S_k(1, t)} \right) \in M \times N_{prof}, \quad (4.21)$$

donde $\Delta I(j, :)$ está dado por:

$$\Delta I(j, :) = |1 + \Theta_{suma}(j, :)|^2 - |-1 + \Theta_{suma}(j, :)|^2. \quad (4.22)$$

El conjunto de datos representados por la ecuación 4.21 es un arreglo de M filas y N_{prof} columnas; cada fila con N_{prof} elementos representa la señal de interferencia generada por el escaneo en profundidad del objeto simulado. Las M filas son el

resultado del escaneo lateral en la dirección x .

El cálculo de la transformada de Fourier genera un conjunto de valores complejos, donde el módulo representa la señal buscada, es decir un A-scan. La expresión de un A-scan recuperado en un sistema OCT del dominio de la frecuencia está dado por:

$$I_{SD}(:, :) = \mathbf{abs}(\mathbf{ifft}\{I_{filt}(j, t)\}) \in M \times N_{prof}, \quad (4.23)$$

donde el comando **ifft** calcula la transformada de Fourier inversa unidimensional y el comando **abs** la norma de la señal.

La señal de intensidad representada por la ecuación 4.23 es una matriz de M filas y N_{prof} columnas; cada fila con N_{prof} elementos representa el perfil de intensidad como función de la profundidad, sin embargo, la naturaleza de la transformada de Fourier inversa genera una imagen conjugada del otro lado de la posición $z_S = 0$. La señal conjugada se elimina tomando los primeros $N_{prof}/2$ elementos de cada vector fila de la ecuación 4.23.

Para graficar los A-scan es necesario definir un vector fila que describa la profundidad del objeto, de acuerdo a la teoría descrita en el capítulo 3, dicho vector puede expresarse como:

$$z_S(1, :) = \frac{1}{2n_S} \cdot (dz'_S \cdot (0 : N_{prof}/2 - 1)) \in 1 \times N_{prof}/2, \quad (4.24)$$

con dz'_S el paso en unidades de longitud para convertir los N_{prof} píxeles en la profundidad total del objeto.

El B-scan generado por el escaneo lateral se obtiene con la transpuesta de la matriz representada por la ecuación 4.23 y realizando un reescalamiento que transforma los $N_{prof}/2$ píxeles en profundidad a los N píxeles del objeto simulado, posteriormente con el comando **image** se muestra la imagen bidimensional (Figura 4.4 d)). El C-scan se obtiene al realizar el procesamiento con la transformada de Fourier inversa de la señal de interferencia descrito anteriormente a todos los planos xz del arreglo multidimensional que representa el objeto simulado.

4.5. Simulación de la modalidad Doppler OCT

Tal como se describió en la sección 3.5, en la modalidad funcional Doppler OCT de resolución de fase (PR-D-OCT) se mide y mapea la velocidad del flujo después de procesar y calcular la diferencia de fase entre A-scans consecutivos de un mis-

mo B-scan, con el fin de encontrar el cambio en la frecuencia Doppler que genera el desplazamiento del fluido que se está analizando.

Bajo una configuración FD-OCT la fase de cada A-scan se encuentra a partir de la siguiente expresión:

$$Fase(:, :) = Im\{\mathcal{F}^{-1}\{I_{filt}(j, t)\}\} \in M \times N_{prof}, \quad (4.25)$$

con $I_{filt}(:, :)$ dado por la ecuación 4.21.

Un registro y procesamiento correcto de la fase permite utilizar esta información en la modalidad PR-D-OCT para medir la velocidad y dirección de flujo en una muestra, sin embargo, como se mencionó en el capítulo 3, diversos tratamientos no lineales destruyen dicha información.

En la Figura 4.6 se presenta un diagrama con los pasos necesarios para simular la modalidad funcional PR-D-OCT y poder obtener una distribución de velocidades de un fluido.

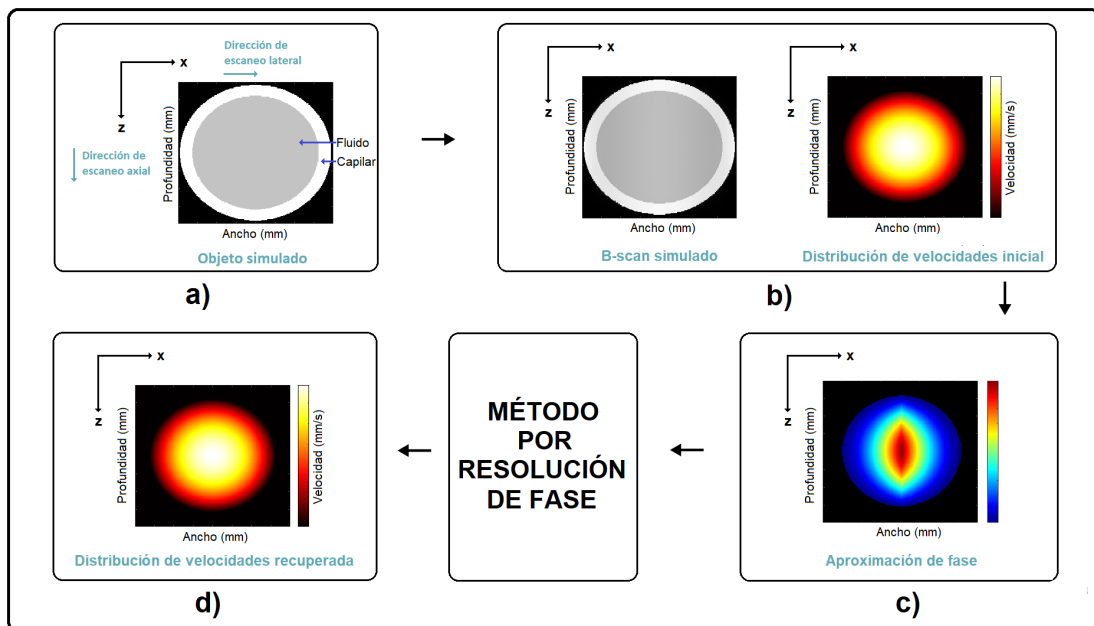


Figura 4.6: Proceso para la simulación de la modalidad funcional Doppler OCT. a) Simulación del objeto; b) Simulación del B-scan y distribución de velocidades inicial; c) Aproximación de fase para cada A-scan y d) Distribución de velocidades recuperada a partir del método de resolución de fase.

El primer paso consiste en simular un capilar por el cual circula un líquido caracterizado por un flujo laminar en función del coeficiente de reflexión (Figura 4.6

a)). Después se ejecuta la simulación del sistema de OCT del dominio de la frecuencia para recuperar la amplitud de la señal y posteriormente se define una distribución de velocidades para el fluido que circula dentro del capilar (Figura 4.6 b)). Considerando un flujo laminar la distribución de velocidades descrita por la ecuación 3.25 puede escribirse como:

$$V(:, :) = V_{max} - \left(\frac{V_{max}}{R^2} \right) \left[\left(i - \frac{N}{2} \right)^2 + \left(j - \frac{M}{2} \right)^2 \right] \in N \times M. \quad (4.26)$$

Suponiendo $N = M = 256$ píxeles, una velocidad máxima de 12 mm/s, un radio de 0.375 mm y una equivalencia de 6.250×10^{-3} mm por cada píxel, la distribución de velocidades del fluido se muestra en la Figura 4.7.

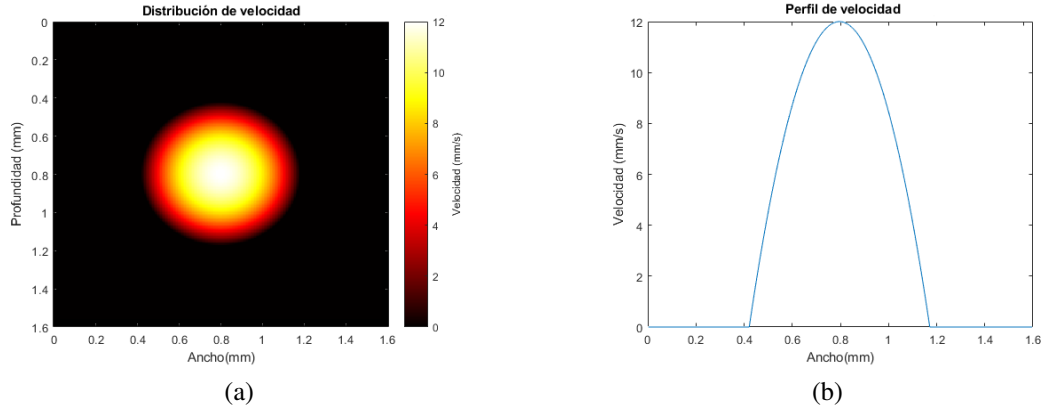


Figura 4.7: a) Distribución radial de velocidades; b) Perfil de velocidad parabólico a lo largo del eje central en la dirección vertical.

En el siguiente paso se realiza una aproximación de la fase de cada A-scan considerando la distribución de velocidad inicial (Figura 4.6 c)) y despejando el término $\Delta\Phi_D(z_S)$ de la ecuación 3.23. Teniendo en cuenta que $\Delta\Phi_{ij} = Fase_{i(j+1)} - Fase_{ij}$, la fase del $(j + 1)$ -ésimo A-scan está dada por:

$$Fase_{i(j+1)} = \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot n_S \cdot T_{A-scan} \cdot \cos(\beta)}{\lambda_0} \right) \cdot V_{ij} + Fase_{ij}. \quad (4.27)$$

Como j toma todos los valores dentro del intervalo $[1, M]$, con $j = 1$ el término $Fase_{i1}$ es un valor inicial de la fase generado de forma aleatoria que permite calcular todas las demás fases aproximadas. Con las M señales de fase aproximadas se define

el siguiente arreglo:

$$Fase_{aprox}(:, :) = Fase_{ij} \in N \times M, \quad (4.28)$$

donde cada elemento $Fase_{ij}$ se calcula utilizando el término anterior $Fase_{i(j-1)}$.

Con la amplitud recuperada en la simulación del sistema de OCT del dominio de la frecuencia y la fase aproximada representada por la ecuación 4.28 se construye una nueva señal compleja de OCT que incluye los efectos del movimiento del fluido dentro del capilar, dicha expresión está dada por:

$$OCT_{Doppler}(:, :) = I_{SD}(k, j) \cdot \exp(i \cdot Fase_{aprox}(k, j)) \in N \times M, \quad (4.29)$$

donde i representa la unidad imaginaria.

Una vez construida la nueva señal compleja de OCT, el siguiente paso consiste en aplicar el método por resolución de fase (ecuación 3.24) para calcular el desplazamiento de la frecuencia Doppler y con ello recuperar la distribución de velocidad inicial, dicho valor se calcula a partir de la siguiente expresión [1]:

$$\Delta\phi_D(:, :) = Im\{OCT_{Doppler_{i(j+1)}}(k, j) \cdot OCT_{Doppler_{ij}}^*(k, j)\} \in N \times M, \quad (4.30)$$

donde $*$ denota el complejo conjugado de la señal de OCT.

La ecuación 4.30 proporciona la diferencia de fase con la que se recupera la distribución de velocidades en la ecuación 3.23 (4.6 d)).

4.6. Resultados

En esta sección se presentan los resultados obtenidos al simular la señal de un sistema de OCT tanto en el dominio temporal como en el dominio de la frecuencia, para obtener los perfiles de intensidad resueltos en profundidad de objetos simulados. También se presentan los resultados de la simulación de un sistema Doppler OCT en el dominio de la frecuencia en el que se simuló un fluido en movimiento contenido dentro de un capilar.

Objetos simulados

Para realizar las simulaciones de los sistemas de OCT del dominio temporal y del dominio de la frecuencia se consideraron dos objetos, uno fue diseñado en PAINT

y contiene dos superficies reflectoras curvas que representan una lente de contacto de dimensiones pequeñas y de la cual se analizan 3 planos frontales (planos xz) y dos planos transversales (planos xy) (Figura 4.8a). La otra imagen es una imagen B-scan obtenida con el sistema de OCT del INAOE, un equipo Spectral Radar OCT930 de Thorlabs (Figura 4.8b).

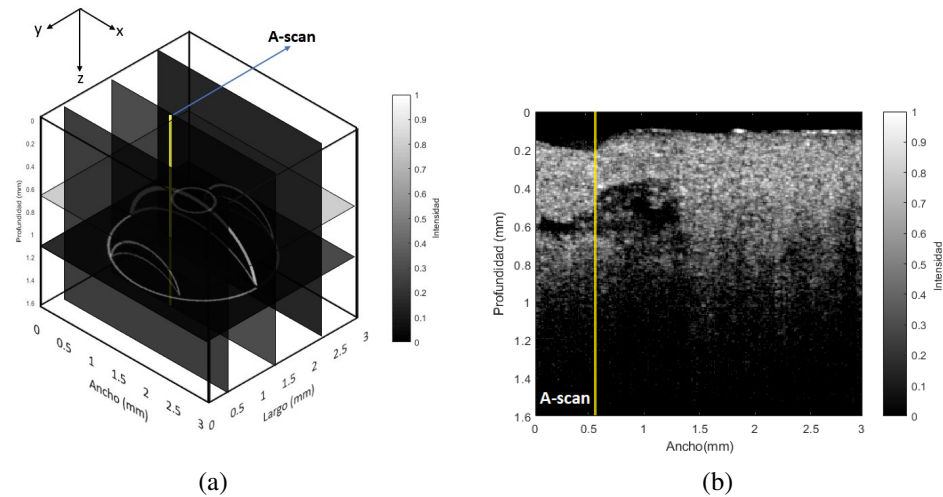


Figura 4.8: Objetos empleados para la simulación de la señal de un sistema de OCT. a) Conjunto de planos dibujados en PAINT que representan un objeto tridimensional (simulando una lente de contacto de dimensiones más pequeñas de lo normal); b) Imagen B-scan obtenida con el sistema de OCT del INAOE. En ambos casos la barra de la derecha indica la intensidad del coeficiente de reflexión en base a la escala de grises.

Los objetos simulados en esta tesis están representados únicamente por coeficientes de reflexión, se ignoran los efectos de reflexiones múltiples, efectos del esparramamiento y se considera que el índice de refracción permanece constante. También se asume que el haz no pierde intensidad, por lo que la simulación permite observar a través de toda la profundidad del objeto.

En ambos tipos de sistemas de OCT la iluminación se realiza tal como se muestra en la Figura 4.9, es decir, la luz incide de forma paralela a la profundidad del objeto.

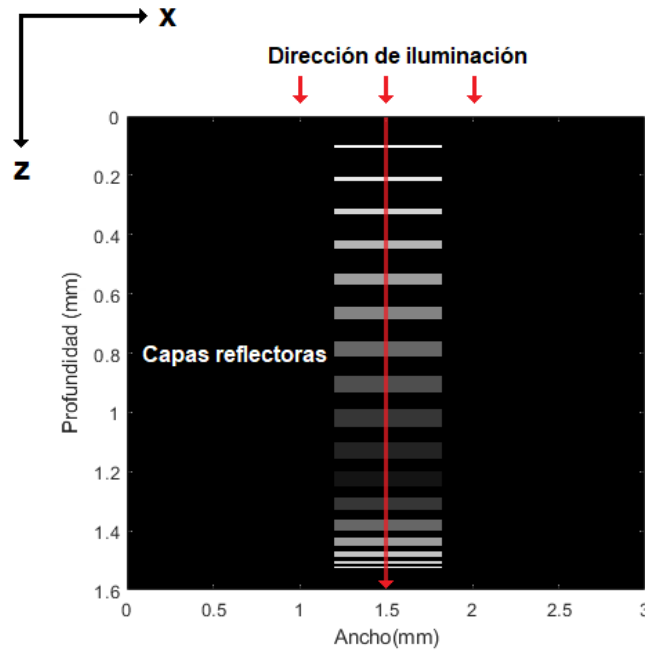


Figura 4.9: El objeto simulado es iluminado a lo largo de la dirección z .

Los resultados mostrados a continuación incluyen un A-scan a lo largo de la línea amarilla mostrada en cada imagen de la Figura 4.8 así como el B-scan recuperado debido al escaneo lateral realizado en la dirección x . Para el caso del objeto tridimensional se muestran las imágenes tridimensionales debidas al escaneo en la dirección y . Estos resultados se obtuvieron suponiendo una fuente de luz con una longitud de onda central λ_0 de 930 nm, un ancho de banda $\Delta\lambda$ de 100 nm y $N_{prof}=2048$ píxeles equivalentes a la profundidad total de escaneo de los sistemas de OCT.

Para representar la posición de las superficies reflectoras de los objetos a lo largo de la profundidad de escaneo en unidades de longitud, se utilizó una equivalencia de $6.250 \mu\text{m}$ por cada píxel en la dirección de profundidad z y $11.71875 \mu\text{m}$ por cada píxel en la dirección x , lo que equivale a considerar una profundidad máxima de escaneo de 1.6 mm y un tomograma de 3 mm de ancho. Lo ideal sería utilizar el factor f_c del OCT del INAOE, pero el conjunto de datos sería demasiado grande. Para el objeto tridimensional también se utilizaron $11.71875 \mu\text{m}$ por cada píxel en la dirección y .

La eficacia de las simulaciones se evaluó calculando el error cuadrático medio (RMSE) para comparar el valor del coeficiente de reflexión de cada capa y el valor conocido del objeto simulado, así como el coeficiente de correlación (CC) entre el objeto simulado y el B-scan recuperado. En las siguientes secciones se muestran los resultados para cada sistema de OCT.

Simulación de un sistema TD-OCT

En la simulación del sistema TD-OCT, además de los parámetros mencionados en la sección anterior, es necesario definir la frecuencia de filtraje $frec_{filt}$, en este caso para ambos objetos simulados se utilizó una frecuencia de filtraje de $frec_{filt} = 2/\lambda_0$. En la Figura 4.10 se muestran los resultados obtenidos al considerar los dos objetos que se mencionaron anteriormente.

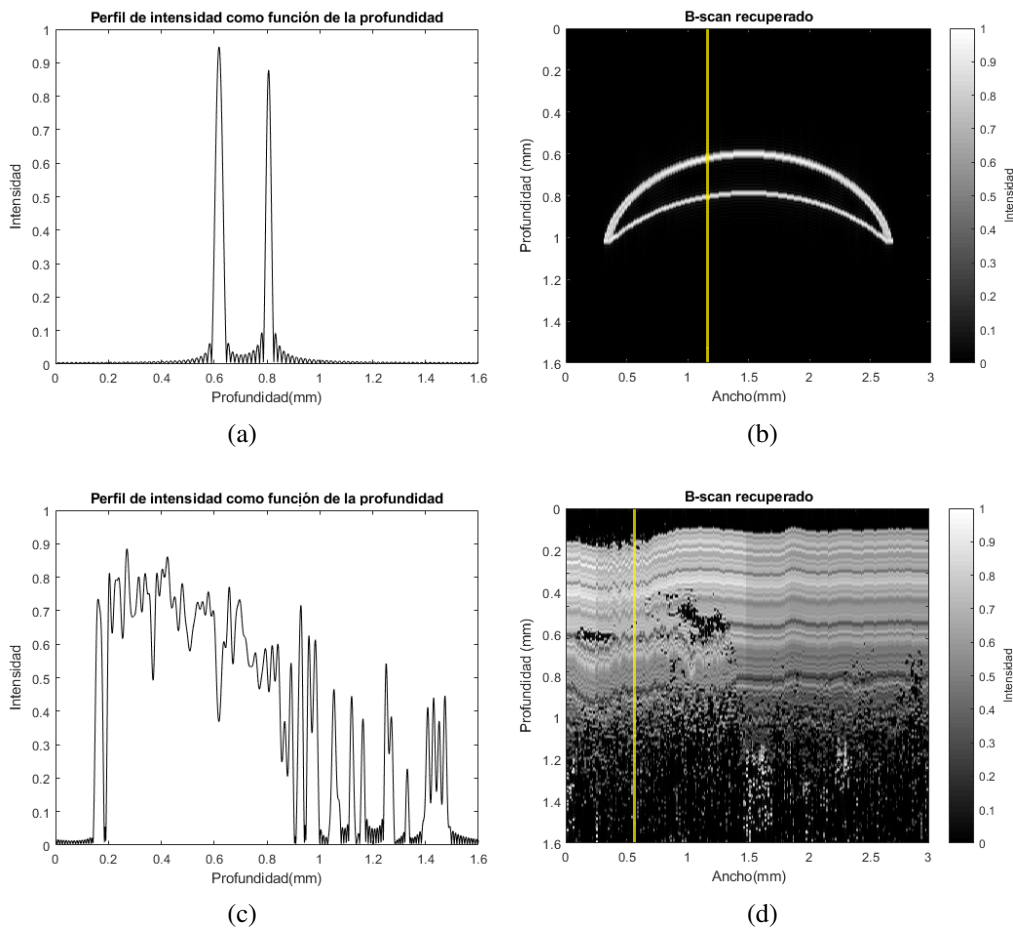


Figura 4.10: Simulación de la señal de un sistema de OCT de dominio temporal. a) A-scan a lo largo del eje de profundidad de la imagen que representa las dos superficies curvas (línea amarilla en la Figura 4.10b); b) Imagen bidimensional que representa un plano (el plano de contorno amarillo) del objeto tridimensional que simula la lente de contacto de la Figura 4.8a; c) A-scan a lo largo del eje de profundidad de la imagen que representa la muestra biológica (línea amarilla en la Figura 4.10d); d) Imagen bidimensional que representa una muestra biológica.

Al comparar a simple vista los objetos simulados y los resultados obtenidos con la simulación TD-OCT se observa que cuando las capas reflectoras que conforman el objeto están separadas por una distancia considerable (mayor a $l_c/2$), tal como en la Figura 4.8a, la señal se recupera satisfactoriamente (Figura 4.10b), ya que la envolvente de la señal no se traslapa; mientras que cuando estas se encuentran muy cercanas entre sí, tal como en la Figura 4.8b, la imagen recuperada se distorsiona debido a que las señales se traslapan (Figura 4.10d). Esto último debido a que el sistema TD-OCT no presenta una buena resolución con el ancho de banda de 100 nm utilizado en la simulación.

Simulación de un sistema FD-OCT

En la simulación del sistema FD-OCT, además de los parámetros mencionados en la sección anterior, a diferencia de la simulación del sistema TD-OCT es necesario definir la desviación estándar σ_k de la fuente de luz y el índice de refracción del medio, para esta simulación se utilizó una desviación estándar de 0.614 y un índice de refracción de 1.34.

En la Figura 4.11 se muestran los resultados obtenidos al considerar los mismos objetos utilizados para la simulación en el dominio temporal.

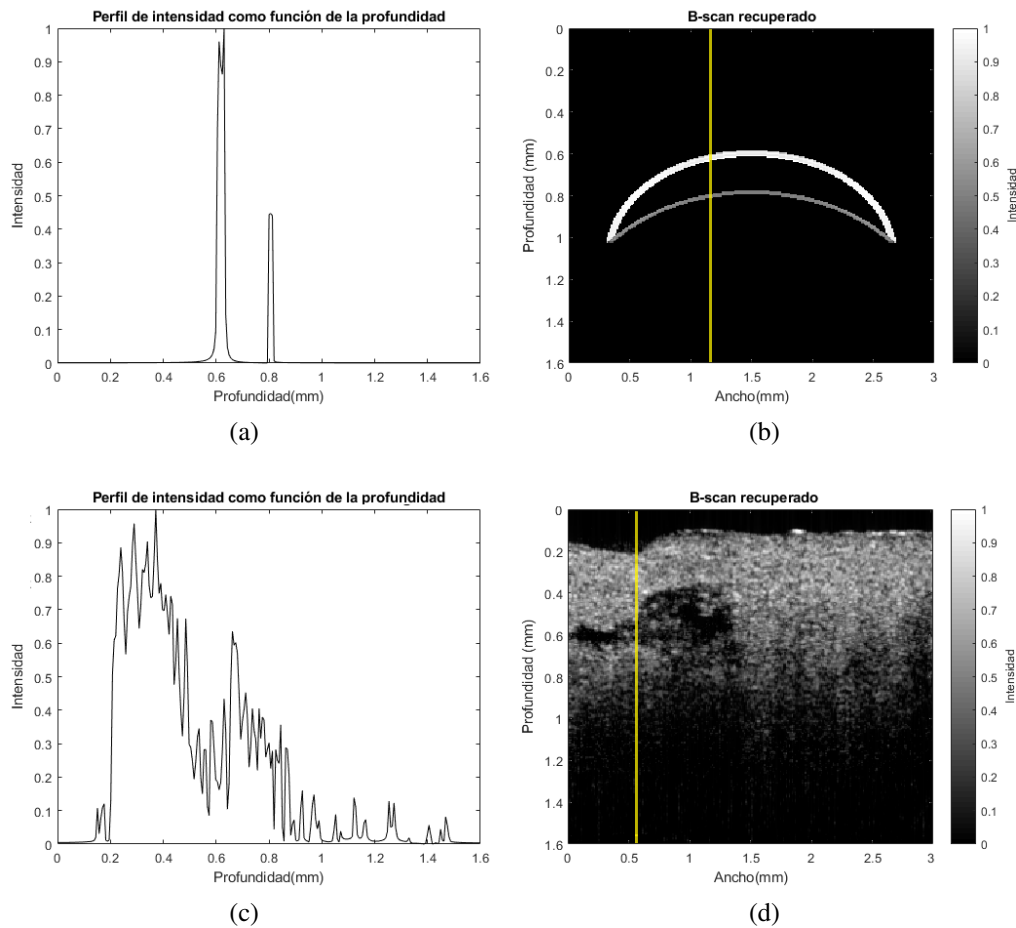


Figura 4.11: Simulación de la señal de un sistema de OCT del dominio de la frecuencia. a) A-scan a lo largo del eje de profundidad de la imagen que representa las dos superficies curvas (línea amarilla en la Figura 4.11b); b) Imagen bidimensional que representa un plano (el plano de contorno amarillo) del objeto tridimensional que simula la lente de contacto de la Figura 4.8a; c) A-scan a lo largo del eje de profundidad de la imagen que representa la muestra biológica (línea amarilla en la Figura 4.11d); d) Imagen bidimensional que representa una muestra biológica.

Los resultados mostrados en la Figura 4.11 se construyeron utilizando 1024 de los 2048 puntos de muestreo en profundidad, esto debido a que es necesario filtrar la señal conjugada. Con ambos objetos simulados se observa que la señal se recupera satisfactoriamente, aun cuando las capas reflectoras se encuentran muy cercanas entre sí, esto debido a la buena resolución del sistema FD-OCT.

Tanto en la simulación TD-OCT como en la FD-OCT se generó un C-scan (Figura 4.12a) debido al escaneo en la dirección y del objeto simulado mostrado en

la Figura 4.8a. Los tres planos xz corresponden a tres B-scan, mientras que los dos planos xy corresponden a planos perpendiculares a la dirección z (Figura 4.12b).

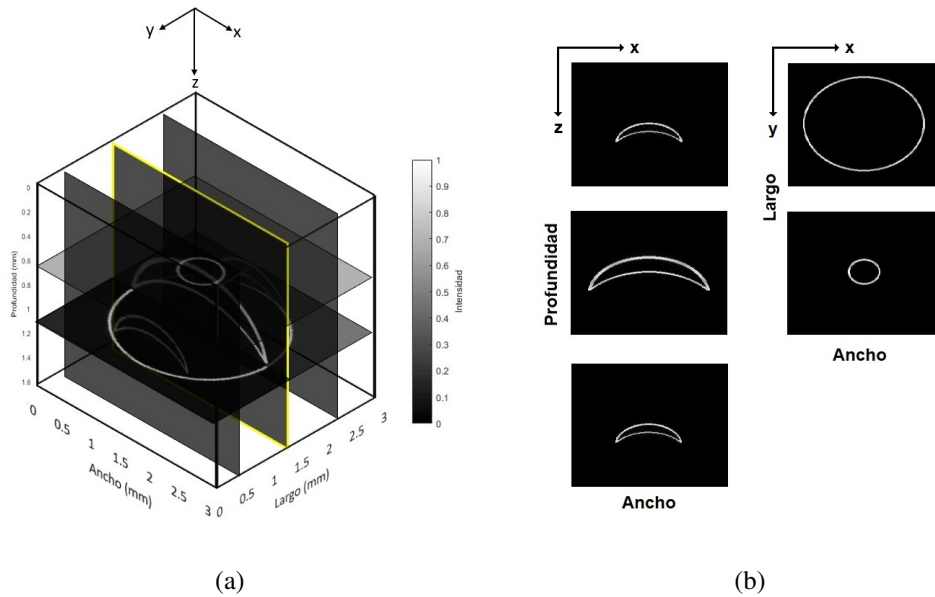


Figura 4.12: a) C-scan que representa las dos superficies reflectoras curvas; b) Planos que conforman la imagen tridimensional.

Simulación de un sistema Doppler OCT

Para realizar esta parte se simuló un sistema que representara un capilar de vidrio (Paul Marienfeld GmbH & Co. KG, Germany) de 0.32 mm de diámetro interno conectado a una bomba de infusión (Fresenius Kabi AG, Alemania) que suministra una emulsión de Intralipid al 1% caracterizada por un perfil de velocidad parabólico con velocidades centrales máximas de 13.8 a 34.4 mm/s, tal como se realizó de manera experimental en Walther, 2009 [32].

Utilizando un factor de conversión de $3.125 \mu\text{m}$ por píxel en la dirección z y x , en la Figura 4.13 se muestra el conjunto de variables necesarias para implementar la simulación Doppler OCT de resolución de fase. La Figura 4.13a actúa como el objeto simulado para recuperar la imagen de intensidad de la Figura 4.13b mediante la simulación FD-OCT descrita en la sección 4.4. La Figura 4.13c se utiliza para simular el movimiento del fluido y con ello estimar la fase para cada A-scan.

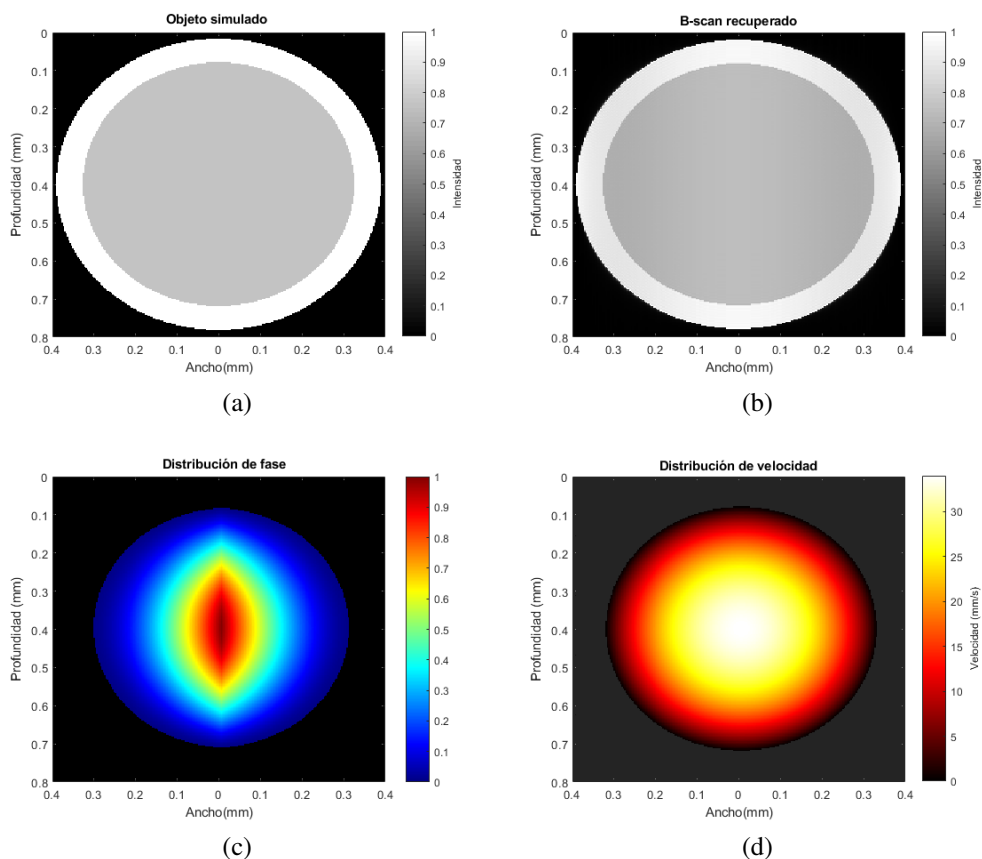


Figura 4.13: a) Objeto simulado que representa un corte transversal del capilar y el fluido; b) B-scan recuperado del objeto simulado; c) Aproximación de la fase para cada A-scan; d) Distribución de velocidades del fluido con una velocidad máxima de 34.4 mm/s. En las Figuras a) y b) la escala de intensidad de la derecha representa el coeficiente de reflexión, en la Figura c) el valor de la fase normalizada de cada A-scan y en la Figura d) la velocidad del fluido dentro del capilar.

Con la amplitud y la fase se construye una nueva señal compleja de OCT que contiene la información de fase debida al movimiento del fluido dentro del capilar. A esta señal se le aplicó el método por resolución de fase descrito en el capítulo 3 para recuperar el perfil de velocidad original que generó la distribución de fase aproximada de cada A-scan.

Utilizando una frecuencia de escaneo de 11.88 kHz, un ángulo Doppler de 87.75° , una longitud de onda central de 845 nm, un ancho espectral de 50 nm y un índice de refracción de 1.34 para el fluido tal como se menciona en [32], y suponiendo tres casos con diferentes velocidades máximas, se recuperaron los perfiles de velocidad mostrados en la Figura 4.14.

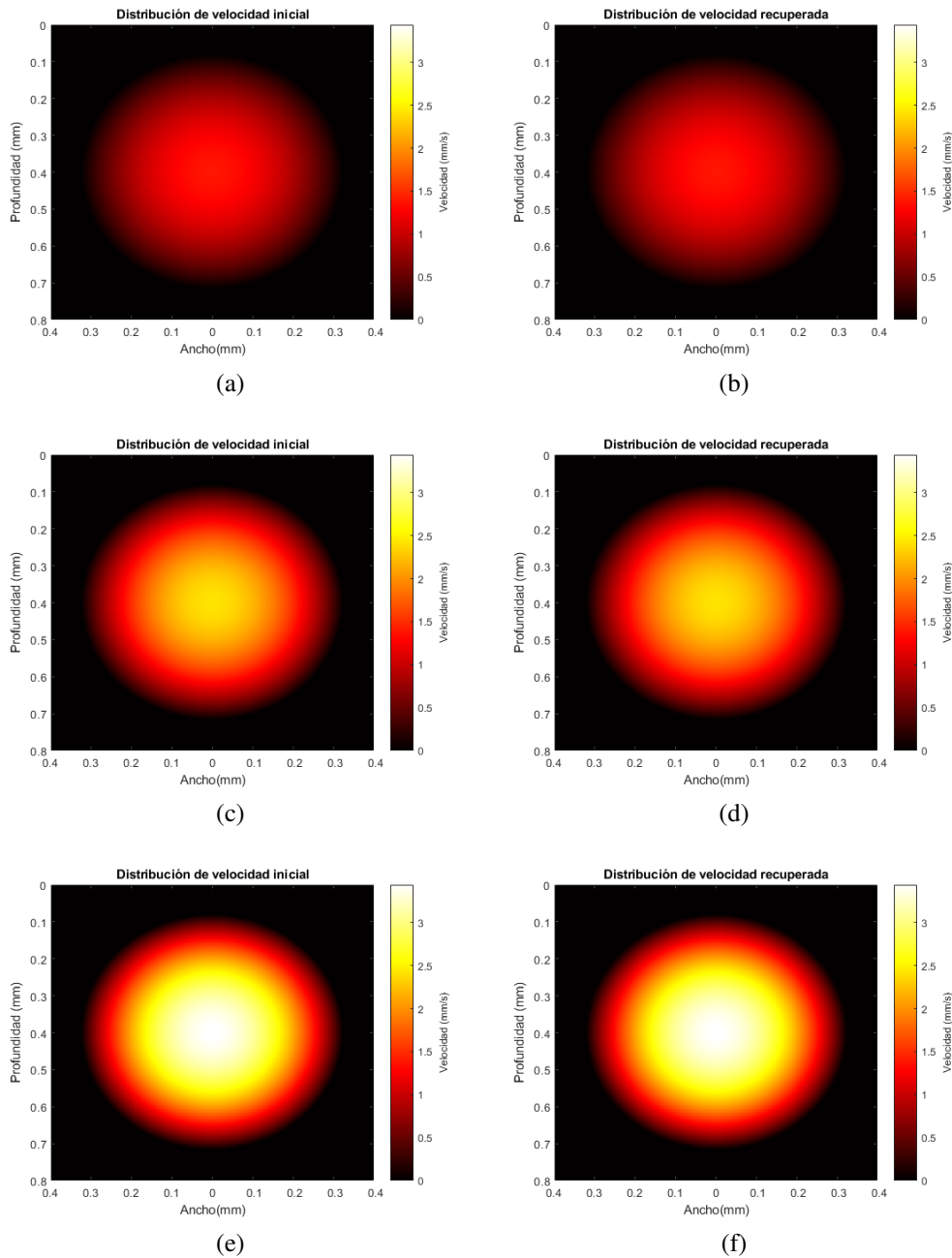


Figura 4.14: a), c) y e) Distribuciones de velocidades iniciales con velocidades máximas de 13.8, 24.4 y 34.4 mm/s, respectivamente; b), d) y f) Distribuciones de velocidades recuperadas con la simulación del sistema Doppler OCT.

La velocidad creciente del fluido que circula por el interior del capilar puede notarse por el brillo en el centro de la distribución, en contraste con las imágenes de intensidad que son iguales para todos los casos.

4.7. Análisis del error en las simulaciones numéricas

Los modelos propuestos en este trabajo de tesis pretenden reproducir las señales generadas por un sistema de OCT real pero con menor complejidad, es decir, considerando únicamente algunas propiedades que los sistemas originales emplean para realizar la misma tarea (sólo la luz retroreflejada por la muestra). Se pudo observar que la eficiencia de los modelos para representar el funcionamiento de los sistemas de OCT fue condicionada principalmente por una buena selección de ciertos factores relevantes, tales como la longitud de onda central de la fuente de luz y su ancho de banda.

Las señales simuladas se sometieron a una verificación que, aunque sólo de manera parcial, sirvió para calcular la magnitud de los errores derivados de los modelos. Dado que los modelos representan los sistemas reales con una cantidad menor de información, existe un error inherente al proceso de simulación que puede ser reducido pero no eliminado.

Para estimar el rendimiento y evaluar el ajuste de los modelos se compararon los valores del coeficiente de reflexión entre el B-scan recuperado y el objeto simulado, se calculó el coeficiente de correlación (CC) para conocer el comportamiento de la relación lineal entre ambos conjuntos de datos y se calculó el error cuadrático medio (RMSE) tanto en la dirección x como en la dirección z , a partir de las siguientes expresiones:

$$RMSE_x = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{j=1}^M (X_j - Y_j)^2}, \quad (4.31)$$

$$RMSE_z = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (X_i - Y_i)^2}, \quad (4.32)$$

con (X_j, X_i) e (Y_j, Y_i) las entradas que representan el objeto simulado y el B-scan recuperado, respectivamente.

Mediante el comando **corr2(X,Y)** se calculó el coeficiente de correlación y con el comando **immse(X,Y)** se calculó el RMSE, en ambos casos, del conjunto total de datos de dimensión $N \times M$.

En las siguientes figuras se muestran los resultados obtenidos al calcular el error en ambas simulaciones numéricas.

Sistema de OCT del dominio temporal

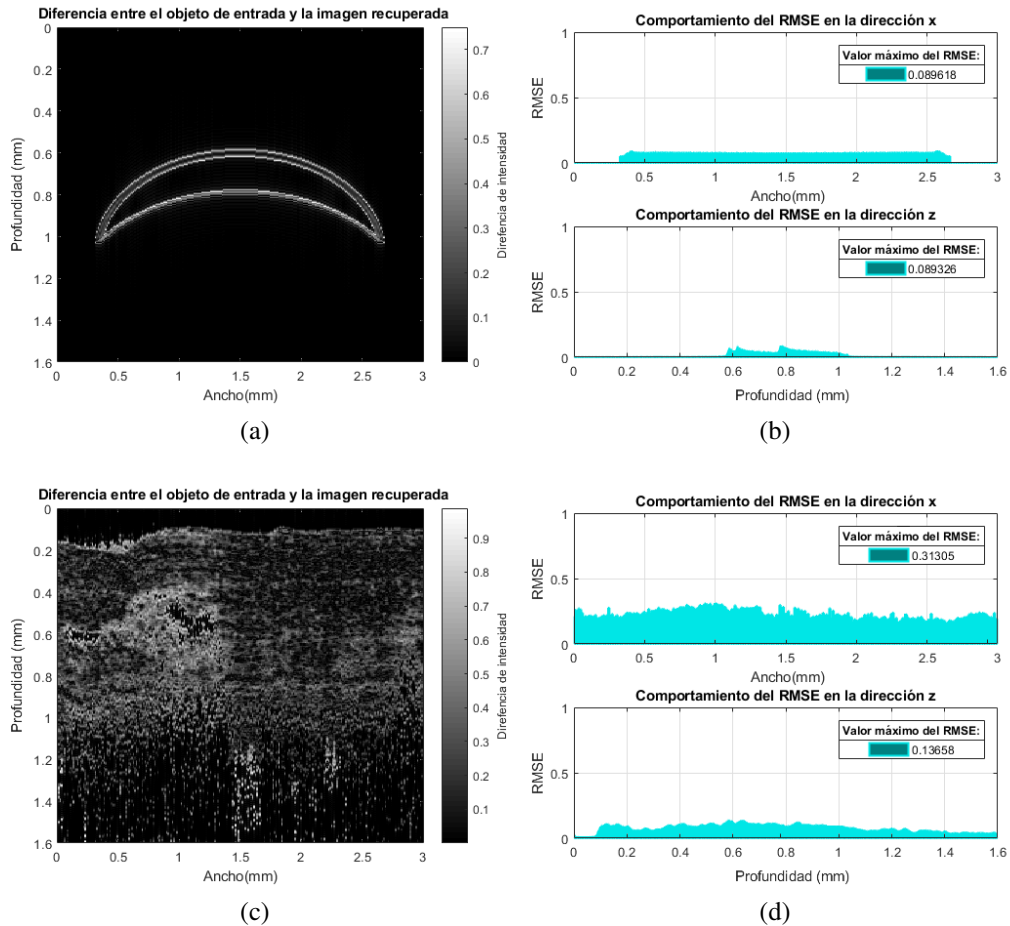


Figura 4.15: Evaluación de la simulación de un sistema de OCT del dominio temporal. a) y c) Diferencia entre el objeto simulado y el B-scan recuperado; b) y d) Comportamiento del RMSE en filas y columnas.

En ambos ejemplos la diferencia entre el objeto de entrada y la imagen recuperada es menor que la unidad, sin embargo, al no observarse una distribución de intensidades uniforme que indique que la diferencia es casi cero, se puede concluir que la correspondencia punto a punto no es muy buena, sin embargo, existe cierto grado de correlación entre ambas imágenes, presentándose mejores resultados en el caso en el que se estudian objetos simples tales como las dos superficies reflectoras curvas.

Para el caso del plano del objeto tridimensional que simula las dos superficies reflectoras curvas, el comportamiento del RMSE en ambas direcciones muestra un comportamiento similar, presentando un valor máximo de 0.089326 en la dirección x y

0.089618 en la dirección z . Con el objeto que simula el tejido biológico el valor máximo del RMSE en la dirección x fue de 0.31305 mientras que para la dirección z fue de 0.13658.

Sistema de OCT del dominio de la frecuencia

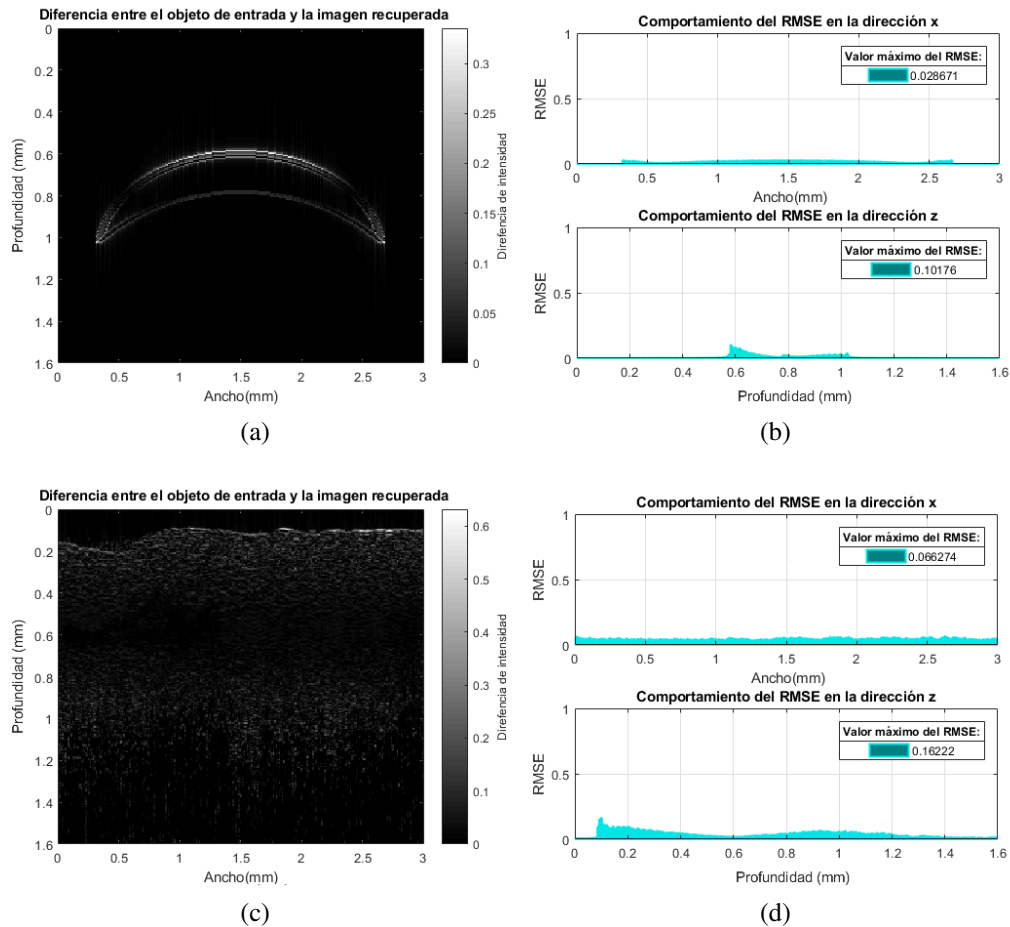


Figura 4.16: Evaluación de la eficiencia en la simulación de un sistema de OCT del dominio de la frecuencia. a) y c) Diferencia entre el objeto simulado y el B-scan recuperado; b) y d) Comportamiento del RMSE en filas y columnas.

En ambos ejemplos la diferencia entre el objeto de entrada y el B-scan recuperado es menor que la unidad y menor que el rango de diferencias de la simulación del dominio temporal. Se observa una distribución de intensidades más uniforme, por lo que se puede concluir que la correspondencia punto a punto es mejor, en comparación con los resultados de la simulación TD-OCT.

Para el caso del objeto que simula las dos superficies reflectoras curvas, el RMSE presentó un valor máximo de 0.028671 en la dirección x y 0.10176 en la dirección z . Con el objeto que simula el tejido biológico el valor máximo del RMSE en la dirección x fue de 0.066274 mientras que para la dirección z fue de 0.16222. En ambos casos se presenta un valor menor que el rango del RMSE obtenido con simulación del dominio temporal.

Modalidad funcional Doppler OCT

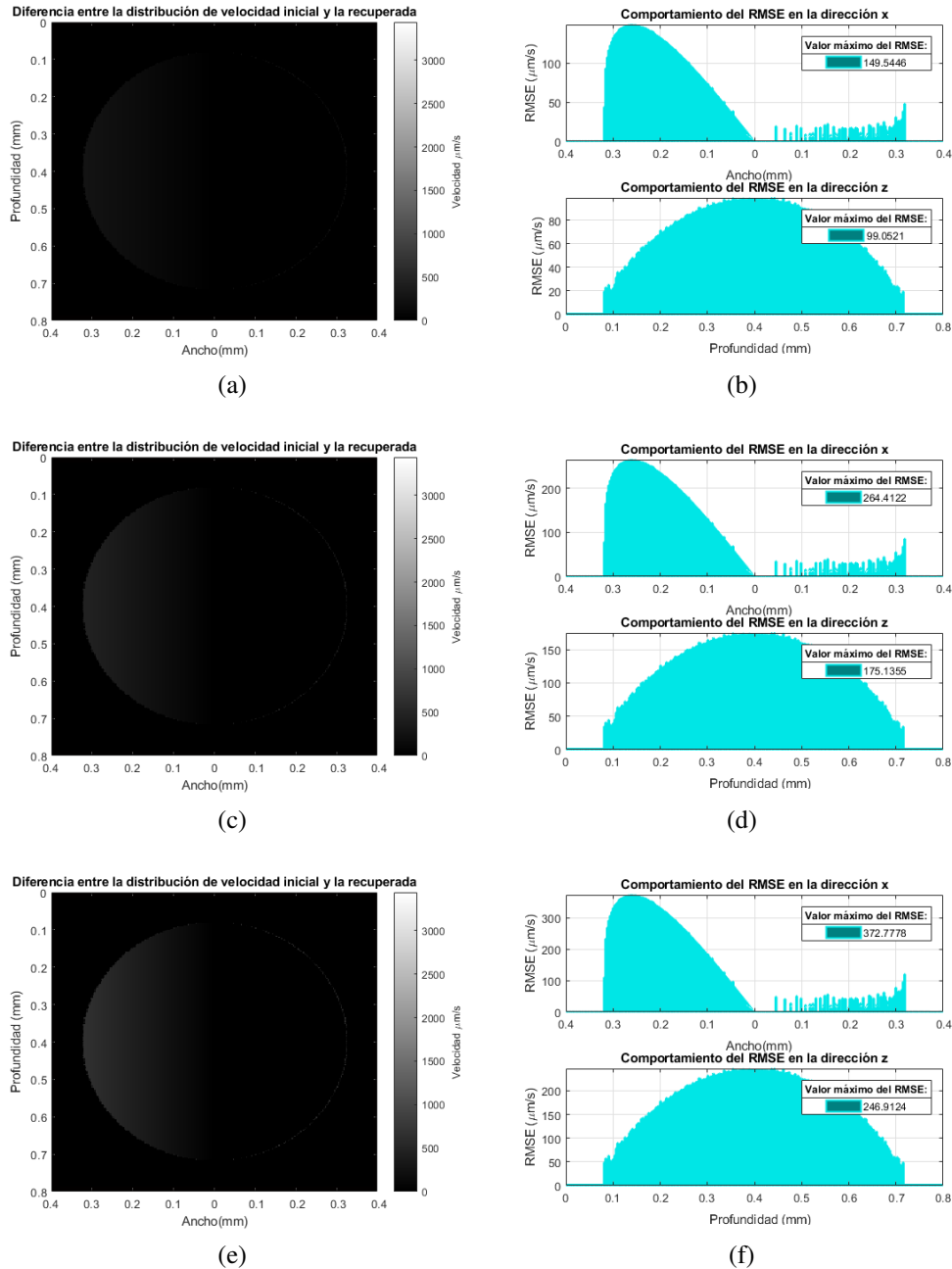


Figura 4.17: Evaluación de la eficiencia en la simulación de un sistema Doppler OCT. a), c) y e) Diferencia entre la distribución de velocidad inicial y la recuperada al considerar velocidades centrales de 13.8, 24.4 y 34.4 mm/s, respectivamente; b), d) y f) Comportamiento del RMSE en filas y columnas en $\mu\text{m/s}$.

La diferencia entre la distribución de velocidad inicial y la recuperada con la simulación del sistema Doppler OCT se muestra dentro de un rango de 0 a 3.44 mm/s siendo 0.2682 mm/s, 0.4703 mm/s, 0.6686 mm/s las diferencias máximas para el caso de las velocidades máximas de 13.8 mm/s, 24.4 mm/s y 34.4 mm/s, respectivamente. En las Figuras 4.17 b), d) y f) se puede observar que la mayor diferencia en la distribución de velocidad recuperada en la dirección x se presenta en la parte izquierda y que va disminuyendo hacia la derecha, mientras que en la dirección z el comportamiento es simétrico entorno al eje central del capilar. La presencia del lóbulo en los resultados mostrados puede deberse a que la aproximación de fase para cada A-scan se realiza de izquierda a derecha en la dirección x .

Se observa también que conforme aumenta la velocidad máxima de la distribución de velocidades el valor máximo del RMSE en ambas direcciones también lo hace. Se presentaron valores máximos del RMSE de 149.5446, 264.4122 y 372.7778 $\mu\text{m/s}$ en la dirección x y valores máximos de 99.0521, 175.1355 y 246.9124 $\mu\text{m/s}$ en la dirección z para las velocidades máximas de 13.8, 24.4 y 34.4 mm/s (en ambas direcciones), respectivamente.

En la Tabla 4.1 se muestra una comparación del error arrojado por cada simulación considerando los dos ejemplos mostrados anteriormente.

	Para el plano del objeto tridimensional que representa la lente de contacto		Para el objeto que representa una muestra biológica	
	TD-OCT	FD-OCT	TD-OCT	FD-OCT
RMSE	0.0495	0.0046	0.0023	3.5245×10^{-4}
CC	0.8898	0.9936	0.8054	0.9825

Tabla 4.1: RMSE y coeficiente de correlación calculado en MATLAB para cada B-scan recuperado.

4.8. Interfaz gráfica de usuario

Una GUI es un programa en el que a partir de un conjunto de objetos gráficos se genera un entorno visual y sencillo en el que se representa información y acciones disponibles en la interfaz. La GUI tiene dos componentes: entrada y salida. La entrada es cómo el usuario comunica sus necesidades al ordenador. La salida es cómo el ordenador transmite los resultados al usuario.

Con los programas desarrollados para simular y procesar la señal de un sistema

de OCT del dominio temporal y de la frecuencia se diseñó una GUI que permite generar y procesar las señales de interferencia en cualquiera de los dos tipos de sistema de OCT. Los datos de entrada que introduce el usuario permiten controlar la longitud de onda central de la fuente de luz, el ancho de banda, la equivalencia del los píxeles en unidades de longitud, el índice de refracción del medio y la desviación estándar de la fuente, estos dos últimos parámetros únicamente necesarios para la simulación FD-OCT. Los datos de salida proporcionados por la GUI incluyen los tres tipos de escaneo que se pueden realizar con un sistema de OCT, es decir, A-scan, B-scan y C-scan, así como el RMSE y el coeficiente de correlación entre el objeto de entrada y los resultados obtenidos después de la simulación. Para generar un C-scan es necesario que el usuario introduzca manualmente cada uno de los planos que conforman el objeto tridimensional. Los objetos gráficos incluidos en la GUI (botones, barras deslizables y ventanas) permiten ejecutar y visualizar el comportamiento de todas las señales.

En la Figura 4.18 se muestra una captura de pantalla de la GUI diseñada para simular y procesar la señal de interferencia en un sistema de OCT (ver apéndice C).

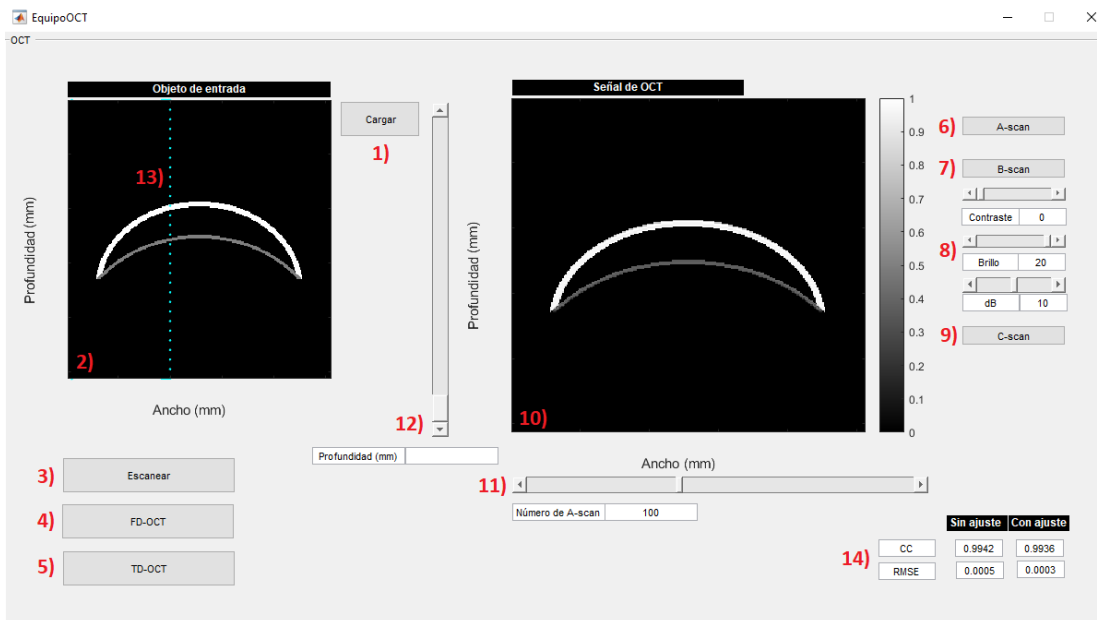


Figura 4.18: Captura de pantalla de la GUI diseñada.

Cada una de las funciones de los elementos que conforman la GUI se muestran a continuación:

1. Botón para seleccionar el objeto de entrada. El objeto puede estar en formato *png* o *jpg* y de cualquier tamaño.

2. Ventana donde se muestra el objeto simulado.
3. Botón para calcular la diferencia de camino óptico entre el haz de referencia y el haz retroesparcido por las capas reflectoras que conforman objeto simulado.
4. Botón para ejecutar la simulación en el dominio de la frecuencia.
5. Botón para ejecutar la simulación en el dominio temporal.
6. Botón para graficar los A-scan.
7. Botón para mostrar el B-scan.
8. Conjunto de herramientas que permiten controlar el contraste, el brillo y el rango dinámico del B-scan y del C-scan.
9. Botón para ejecutar la modalidad 3D.
10. Ventana donde se muestran las señales de OCT procesadas (A-scan, B-scan y C-scan).
11. Barra deslizable que permite observar el A-scan generado en cada escaneo lateral.
12. Barra deslizable que permite observar los planos xy en el caso de un escaneo 3D.
13. Línea que permite identificar la posición del A-scan mostrado en la ventana de visualización.
14. Sección donde se muestra el RMSE y el CC entre la imagen de entrada y el tomograma recuperado. Se presentan los valores con y sin ajuste de contraste, brillo y rango dinámico.

Capítulo 5

Conclusiones

En esta tesis se presentó el tratamiento matemático y digital de la simulación de dos sistemas de OCT, uno en el dominio temporal y otro en el dominio de la frecuencia; ambas empleadas en la recuperación de perfiles de intensidad resueltos en profundidad a partir de una señal de interferencia. Con estas simulaciones se obtuvieron imágenes bidimensionales y tridimensionales de la estructura interna de un objeto muestra. Los objetos analizados se simularon utilizando un arreglo multidimensional de $N \times M \times Q$ píxeles, siendo N la profundidad en la dirección z , M el número total de escaneos laterales en la dirección x y Q el número de escaneos en la dirección y , posteriormente a cada entrada se le asignó un coeficiente de reflexión r .

Con el objeto simulado se procedió a calcular las señales de interferencia generadas por los sistemas de OCT. La señal de OCT en el dominio temporal se construyó a partir de la diferencia de camino óptico entre el haz de referencia y el haz retroesparcido por cada capa reflectora localizada durante la simulación del escaneo en profundidad del espejo de referencia a lo largo de la dirección z . La señal de OCT en el dominio de la frecuencia se construyó analizando la interacción entre la curva de densidad espectral asociada a la fuente de luz y la función de respuesta de la muestra.

Posteriormente las señales de interferencia se procesaron digitalmente para recuperar los perfiles de intensidad resueltos en profundidad conocidos como A-scan. Para realizar esta tarea se utilizaron dos procesos distintos, dependiendo el tipo de sistema de OCT. En la simulación del sistema de OCT del dominio temporal se utilizó un método parecido al de Takeda, mientras que en la simulación del sistema de OCT del dominio de la frecuencia se utilizó interferometría de corrimiento de fase y la transformada de Fourier inversa. En ambos casos, la naturaleza de las operaciones realizadas proporcionaron un conjunto de datos complejos, donde un A-scan se interpretó como el módulo de la señal de OCT.

También se realizó la simulación de un sistema Doppler OCT en el dominio de la frecuencia, en esta modalidad se simuló un fluido caracterizado por una distribución de velocidad parabólica que circula a través de un capilar. A través del método de cambio de fase entre A-scans consecutivos se calculó la velocidad del fluido dentro del capilar.

Los resultados de las simulaciones TD-OCT y FD-OCT se presentaron en una interfaz gráfica de usuario con el fin de proporcionar un entorno visual que facilite el entendimiento del procesamiento de las señales de OCT.

Con los resultados obtenidos se llegaron a las siguientes conclusiones:

- Se realizó un estudio teórico sobre la interferometría de baja coherencia para modelar las señales generadas por un sistema de OCT, tanto en el dominio temporal como en el dominio de la frecuencia.
- Se desarrollaron algoritmos que permitieron simular el escaneo en profundidad dentro del objeto muestra. Con ellos fue posible obtener perfiles de intensidad como función de la profundidad, llamados A-scan, así como B-scan y C-scan, estos últimos imágenes tomográficas bidimensionales y tridimensionales, respectivamente.
- Con los parámetros seleccionados (ancho espectral, desviación estándar de la fuente de luz y la frecuencia de filtraje) la simulación en el dominio de la frecuencia presentó un mejor desempeño que la simulación en el dominio temporal.
- La simulación de ambos sistemas de OCT es en general lenta cuando se trata de obtener un B-scan formado por varios A-scan. En la simulación TD-OCT el algoritmo se tardó 0.5731 segundos en generar la señal de interferencia y obtener un A-scan, mientras que la simulación FD-OCT tardó 0.7076 segundos en realizar la misma tarea, en ambos casos considerando 256 capas reflectoras en profundidad y 2048 píxeles equivalentes a la profundidad de escaneo.
- Se presentó una simulación de la modalidad funcional Doppler OCT bajo una configuración en el dominio de la frecuencia. Esta simulación se utilizó principalmente para entender el procesamiento de los datos que permiten recuperar la distribución de velocidades. Una vez que sea posible medir la fase de la señal de OCT de manera experimental se espera utilizar el algoritmo desarrollado para el análisis de velocidades en fluidos. Para ello se pretende realizar un arreglo experimental como el que se menciona en [32], el cual consta de un capilar de vidrio, una microbomba hidráulica y un fluido altamente espesor. Con la distribución de velocidad recuperada y los parámetros dimensionales del capilar determinar el gradiente de presión y utilizar este modelo para determinar la presión arterial a partir de la técnica Doppler OCT.

En las simulaciones realizadas únicamente se consideraron las retroreflexiones del haz incidente en cada capa en función del coeficiente de reflexión de la misma, así como un índice de refracción constante; por tal motivo, como trabajo futuro se planean realizar las mismas simulaciones considerando el caso en el que el índice de refracción del objeto diseñado no permanece constante a lo largo de toda la estructura interna, así como incluir el retroesparcimiento y diseñar objetos tridimensionales más complejos.

Apéndice A

Transformada de Fourier de la distribución de intensidad de la fuente de luz

De acuerdo a [14], el valor de Δk para una una distribución gaussiana está dado por:

$$\Delta k = \frac{\pi}{\sqrt{\ln(2)}} \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0^2}, \quad (\text{A.1})$$

con λ_0 la longitud de onda central asociada a k_0 y $\Delta \lambda$ el ancho espectral de la fuente en términos de la longitud de onda.

Para el caso del perfil gaussiano, siguiendo a [14], la expresión de la longitud de coherencia de la fuente está dada por:

$$l_c = \frac{4 \cdot \ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} = \frac{4\sqrt{\ln(2)}}{\Delta k}. \quad (\text{A.2})$$

La transformada de Fourier de la distribución de intensidad $S(k)$ de la fuente de luz esta dada por:

$$\mathcal{F}\{S(k)\} = \int_{-\infty}^{\infty} S(k) \cdot \exp(-ik\tau) dk, \quad (\text{A.3})$$

siendo τ el retardo temporal entre las dos ondas introducido por el movimiento Δz del espejo en el brazo de referencia, dado por:

$$\tau = 2 \left(\frac{\Delta z}{c} \right), \quad (\text{A.4})$$

con c la velocidad de la luz y el número dos es debido a que se considera el trayecto de ida y vuelta.

Sustituyendo la ecuación que describe la curva espectral de la fuente (2.9) en la ecuación A.3 la transformada de Fourier se calcula a partir de la siguiente expresión:

$$\mathcal{F}\{S(k)\} = \int_{-\infty}^{\infty} S_0 \cdot \exp\left(-\left(\frac{k^2}{\Delta k^2} + \left(\frac{2k_0}{\Delta k^2} + i\tau\right)k + \frac{k_0^2}{\Delta k^2}\right)\right) dk. \quad (\text{A.5})$$

Utilizando la siguiente igualdad:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ax^2 + bx + c) dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \cdot \exp\left(\frac{b^2 - 4ac}{4a}\right), \quad (\text{A.6})$$

la solución a la integral de la ecuación A.5 está dada por:

$$\mathcal{F}\{S(k)\} = S_0 \cdot \exp\left(-\left(\frac{\Delta k \cdot \tau}{2}\right)^2\right) \cdot \exp(ik_0\tau). \quad (\text{A.7})$$

Sustituyendo el ancho de la distribución gaussiana (ecuación A.1) en la ecuación A.7 y considerando que $\tau \propto 2\Delta z$ (ecuación A.4) se obtiene la siguiente expresión:

$$\mathcal{F}\{S(k)\} = S_0 \cdot \exp\left(-16 \cdot \ln(2) \left(\frac{\Delta z}{lc}\right)^2\right) \cdot \exp(2ik_0\Delta z). \quad (\text{A.8})$$

Apéndice B

Algoritmos programados en MATLAB

A continuación se muestran los códigos que se utilizaron para generar y procesar las señales de interferencia.

Algoritmo 1: Algoritmo para construir y procesar la señal de interferencia bajo una configuración TD-OCT, el programa se utilizó para generar la Figura 4.10. El algoritmo requiere de las funciones **numero_de_barreras.m**, **camino.m** y **sumar.m**.

Código:

```
1 clear; clc; close all
2 % Parámetros del OCT %
3 lambda0 = 935E-9; %Longitud de onda central
4 dlambda = 100E-9; %Ancho de banda de la fuente
5 fc_N=6.250E-6; %Factor de conversión N píxeles-longitud
6 fc_M=11.71875E-6 %Factor de conversión M píxeles-longitud
7 lc = 4*log(2)/pi*lambda0^2/dlambda; %Longitud de coherencia
8 k0=2*pi/lambda0; %Constante de propagación
9 N_prof=2048; %Número de puntos de muestreo en profundidad
10 % Imagen de entrada %
11 Imagen=imread( 'OCT.png' , 'png' );
12 Imagen=rgb2gray(Imagen);
13 Imagen=double(Imagen( : , : ,1 ));
14 Imagen=(Imagen) ./255;
15 [N,M]=size(Imagen);
16 N_micras=N*fc_N;
17 M_micras=M*fc_M;
18 % DCO y coeficientes de reflexión %
19 p=camino(Imagen,N,M);
```

```

20 vnb=numero_de_barreras (Imagen,M);
21 % Señal de interferencia %
22 d_max=N_micras/lc;
23 dz = lc*linspace(0,dmax, N_prof);
24 for m=1:vnb(1,1)
25     DCO(m, :)=(dz-(p(m,1).*fc_N));
26     I_filt(m, :)=(2*(Imagen(m, :)).*exp(-16*log(2).*(DCO(m, :)./
        lc).^2).*cos(2*k0*DCO(m, :)));
27 end
28 % Para las M-1 columnas restantes %
29 for j=1:M-1
30     j1=vnb(1:j);
31     m1=sum(j1,2);
32     for m=1:vnb(1,j+1)
33         DCO(m+m1, :)=(dz-(p(m,j+1).*fc_N));
34         I_filt(m+m1, :)=(2.*Imagen(m, :)).*exp(-16*log(2).*(DCO(m+
        m1, :)/lc).^2).*cos(2*k0*DCO(m+m1, :)));
35     end
36 end
37 % Suma de las señales de interferencia %
38 I_suma(1, :)= sum(I_filt(1:vnb(1,1), :));
39 % Suma para las M-1 columnas restantes %
40 I_Suma=sumar(M,vnb,I_filt,I_suma);
41 % Interferograma rectificado %
42 I_rect = abs(I_Suma);
43 % Método de Takeda %
44 % Transformada de Fourier del interferograma rectificado %
45 for j=1:M
46     I_TF(j, :)= fft(I_rect(j, :))/sqrt(N_prof);
47     I_TFf(j, :)= fftshift(I_TF(j, :));
48 end
49 dfreq = 1/(4*lc); %Tamaño del paso para construir el vector de
    frecuencias
50 freq = dfreq*(-N_prof/2:N_prof/2-1);
51 % Demodulación de la señal %
52 freq_cut = 1/lambda0; %Frecuencia de filtraje
53 N_filt = round(freq_cut/dfreq);
54 I_TF_filt = I_TF;
55 for j=1:M
56     I_TF_filt(j,N_filt:N_prof-N_filt+1) = 0;
57     I_TD(j, :) = ((abs(ifft(I_TF_filt(j, :)))*sqrt(N_prof)));
58     I_max(j, :)=I_TD(j, :)/max(max(I_TD));
59 end
60 figure
61 plot(dz, I_max(j, :)) %A-scan

```

```

62 xlabel( 'Profundidad (m)' ), ylabel('Intensidad')
63 title( 'Perfil de intensidad como función de la profundidad')
64 axis([ 0 N_micras 0 1]);
65 figure
66 colormap gray
67 imagesc(I_max.') %B-scan
68 xlabel('Ancho (m)'), ylabel('Profundidad (m)')
69 title('B-scan recuperado')

```

Algoritmo 2: Algoritmo para construir y procesar la señal de interferencia bajo una configuración FD-OCT, el programa se utilizó para generar la Figura 4.11. El algoritmo requiere de las funciones **numero_de_barreras.m**, **camino.m** y **sumar.m**.

Código:

```

1 clear; clc; close all
2 % Parámetros del OCT %
3 lambda0 = 935E-9; %Longitud de onda central
4 dlambda = 100E-9; %Ancho de banda de la fuente
5 fc_N=6.250E-6; %Factor de conversión N píxeles-longitud
6 fc_M=11.71875E-6 %Factor de conversión M píxeles-longitud
7 k0=2*pi/lambda0; %Constante de propagación
8 d_k=sqrt(2)*((pi*dlambda)/(sqrt(log(2))*lambda0^2)); %Ancho
   espectral
9 N_prof=2048; %Número de puntos de muestreo
10 n_S=1.34; %Indice de refracción del medio
11 % Curva de densidad espectral %
12 sigma_k = 0.614; %Desviación estándar de la distribución
   espectral
13 k = k0 + d_k *linspace(-sigma_k,sigma_k, N_prof); %Vector k
14 S_k = exp(-(1/2)*(k-k0).^2/d_k^2); %Fuente gaussiana
15 % Imagen de entrada %
16 Imagen=imread( 'OCT.png' , 'png' );
17 Imagen=rgb2gray(Imagen);
18 Imagen=double(Imagen( : , : ,1 ));
19 Imagen=(Imagen)./255;
20 [N,M]=size(Imagen);
21 N_micras=N*fc_N;
22 M_micras=M*fc_M;
23 % DCO y coeficientes de reflexión %
24 p=camino(Imagen,N,M);
25 vnb=numero_de_barreras(Imagen,M);
26 % Señal de interferencia %
27 for t=1:N_prof

```



```

28     for j=1:vnb(1,1)
29         Theta(j,t)=Imagen(j,1).*(exp(2*i*k(t).*n_S.*p(j,1).*
fc_N));
30     end
31 end
32 % Para las M-1 columnas restantes %
33 for t=1:N_prof
34     for j=1:M
35         m1=vnb(1:j-1);
36         m2=sum(m1,2);
37         for m=1:vnb(1,j)
38             Theta(j+m2,t)=Imagen(m,j).*(exp(2*i*k(t).*n_S.*p(m,j).*
fc_N));
39         end
40     end
41 end
42 % Suma de las señales de interferencia %
43 Theta_suma(1,:)= sum(Theta(1:vnb(1,1),:));
44 % Suma para las M-1 columnas restantes %
45 Theta_Suma=sumar(M,vnb,Theta,Theta_suma);
46 % Interferogramas %
47 I1 = S_k .* abs(1+Theta_Suma).^2; %Interferograma 1
48 I2 = S_k .* abs(-1+Theta_Suma).^2; %Interferograma 2
49 d_I = I1 - I2; %Diferencia
50 I_filt=d_I./S_k; %Señal de interferencia filtrada
51 % Señal resuelta en profundidad %
52 for j=1:M
53     I_SD(j,:)=abs(fftshift(iff(I_filt(j,:)))/sqrt(N_prof));
54     I_max=I_SD(j, :)/max(max(I_SD(j, :)));
55 end
56 Intensidad=I_max(:,Nm/2+1:end); %Filtraje de la señal conjugada
57 Intensidad_B=Intensidad(1:M,1:N); %Reescalamiento del B-scan
58 % Vectores para mapear los A-scan %
59 dzp = 1/(2*sigma_k*d_k/(2*pi));
60 dz= dzp*(-N_prof/2:N_prof/2-1);
61 figure %A-scan
62 plot((dz/(2*n_s)), I_max(j,:))
63 title('Perfil de intensidad como función de la profundidad');
64 xlabel('Profundidad (m)');, ylabel('Intensidad');
65 axis([ 0 Nmicras 0 1 ] );
66 figure %B-scan
67 colormap gray
68 imagesc(Intensidad_B.')
69 xlabel('Ancho (m)'), ylabel('Profundidad (m)')
70 title('B-scan recuperado')

```

Función: camino.m

```
1 function p=Camino (Imagen,N,M)
2 vc=(1:N)';
3 for j=1:M
4     for i=1:N
5         rij=Imagen(i,j);
6         if rij>0
7             C(i,j)=1;
8         else
9             C(i,j)=0;
10        end
11    end
12 end
13 p=vc.*C;
```

Función: numero_de_barreras.m

```
1 function vnb=numero_de_barreras (Imagen,M)
2 for j=1:M
3     vB=find (Imagen (:,j));
4     [vnb (:,j),vx (:,j)]=size (vB);
5 end
```

Función: sumar.m

```
1 function I_Suma=sumar (M,vnb,I,I_suma)
2 vnb1=vnb(1,1);
3 for j=1:M-1
4     j1=vnb(1:j);
5     j2=vnb(1:j+1);
6     m1=sum(j1,2);
7     m2=sum(j2,2);
8     if vnb1==0
9         ref=0;
10    else
11        ref=2;
12    end
13    if vnb(1,j+1)>=ref
14        I_suma(j+1,:)=sum(I(m1+1:m2,:));
15    else
16        I_suma(j+1,:)=I(m2,:);
17    end
```

```

18 end
19 I_Suma=I_suma;

```

Algoritmo 3: Algoritmo para generar la aproximación de fase y recuperar la distribución de velocidades bajo una configuración Doppler OCT resuelta en el dominio de la frecuencia, el programa se utilizó para generar la Figura 4.14. Se requieren las funciones **velocidad.m** y **aproximacion.m**.

Código:

```

1  % Imagen de entrada %
2  Imagen=imread( 'capilar.png' , 'png' );
3  Imagen=rgb2gray(Imagen);
4  Imagen=double(Imagen( : , : ,1 ));
5  Imagen=(Imagen)./255;
6  [N,M]=size(Imagen);
7  R_m=320E-6; %Radio en micras
8  Ri=round(R_m/fc); %Radio interno en píxeles
9  % Simulación Doppler de resolución de fase %
10 v_max=34400; %Velocidad máxima en micras/s
11 vel=velocidad(M,N,v_max,Ri); %Distribución de velocidades en
    micras/s
12 % Frecuencia Doppler %
13 f_A=11.88E3; %Frecuencia de escaneo del sistema en Hz
14 t_A=1/f_A; %Frecuencia de escaneo en segundos
15 beta=deg2rad(87.75); %Angulo Doppler en radianes
16 lambda_mu=lambda0*1E6; %Longitud de onda en micras
17 n_fluido=1.34; %Indice de refracción del fluido
18 Diferencia_de_fase=(4*pi*t_A*n_fluido*cos(beta)).*vel)./
    lambda_mu;
19 fase_A_scan=aproximacion(Diferencia_de_fase,M,N,Ri); %Fase para
    cada A-scan
20 OCT_Complex_aprox=(Intensidad_B.').*exp(i.*fase_A_scan); %Nueva
    señal compleja de OCT.
21 Gamaj1Gamaj = 0*OCT_Complex_aprox;
22 Gamaj1Gamaj(:, 2:end) = abs(angle(OCT_Complex_aprox(:, 2:end)).*
    conj(OCT_Complex_aprox(:, 1:end-1)))); %Diferencia de fase
    entre A-scans consecutivos de la nueva señal de OCT
23 velocidad_recuperada=(lambda_mu/(4*pi*t_A*n_fluido*cos(beta)))
    .*Gamaj1Gamaj; %Distribución de velocidad recuperada
24 % Figuras %
25 figure %Distribución de velocidad recuperada
26 colormap(hot(255));
27 imagesc(velocidad_recuperada);

```

```

28 xlabel('Ancho (m)'),ylabel('Profundidad (m)')
29 title('Distribución de velocidad recuperada')

```

Función: velocidad.m

```

1 function vel=velocidad(N,M,v_max,R)
2 t=0;
3 v_z(M,N)=0;
4 for j=1:M
5     for i=1:N
6         x=(j-M/2);
7         y=(i-N/2);
8         u=x*cosd(t)+y*sind(t);
9         v=y*cosd(t)-x*sind(t);
10        r=sqrt(u^2+v^2);
11        if u^2+v^2<=R^2
12            v_z(j,i)=v_max-(v_max/R^2).*r.^2;
13        end
14    end
15 end
16 vel=v_z;

```

Función: aproximacion.m

```

1 function aproximacion_de_fase=aproximacion(Diferencia_de_fase,M
2     ,N,R)
3 vnb=numero_de_barreras(Diferencia_de_fase,M);
4 fila_1=find(vnb,1);
5 referencia=find(Diferencia_de_fase(:,M/2));
6 columna=Diferencia_de_fase(:,fila_1);
7 maxD=max(columna);
8 minD=min(columna);
9 a=referencia(1,1);
10 ref=zeros(N,1);
11 ref=ref(1:a-1,1).';
12 [tamx,tamy]=size(referencia);
13 rng(0,'twister');
14 aleatorio = ((maxD-minD).*rand(tamx,1) + minD).';
15 aproximacion=[ref,aleatorio];
16 [tamx1,tamy2]=size(aproximacion);
17 completar=N-tamy2;
18 completar2=zeros(1,completar);
19 fase_aprox=[aproximacion,completar2].';
20 seccion=zeros(N,fila_1);

```

```

20 seccion(:,fila_1)=fase_aprox;
21 aproximacion_de_fase_total(:,fila_1+1)=Diferencia_de_fase(:,
    fila_1)+seccion(:,fila_1);
22 for j=2:(2*(R/2)-1)
23     aproximacion_de_fase_total(:,fila_1+j)=Diferencia_de_fase
        (:,fila_1+(j-1))+aproximacion_de_fase_total(:,fila_1+(j-1));
24 end
25 renglones=seccion(:,fila1);
26 aproximacion_de_fase_total(:,fila1)=renglones;
27 aproximacion_de_fase_c(:,1)=aproximacion_de_fase_total(:,(M/2))
    ;
28 for j=1:(M/2)-1
29     aproximacion_de_fase_c(:,j)=aproximacion_de_fase_total(:,(M
        /2)-j);
30 end
31 final=[aproximacion_de_fase_total, aproximacion_de_fase_c];
32 extra=zeros(N,1);
33 final=[final,extra];
34 aproximacion_de_fase=final;

```

Apéndice C

Demostración de la interfaz gráfica de usuario

A continuación se presenta una demostración de la interfaz grafica diseñada.

1. Abrir el archivo **EquipoOCT.m**.
2. Presionar el botón **Cargar imagen**.

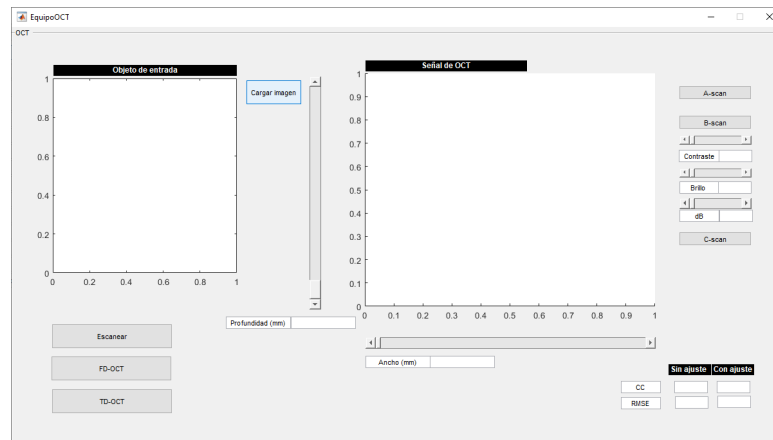


Figura C.1: Captura de pantalla de la GUI y su funcionamiento.

3. Se abrirá una ventana que permite escoger cualquier archivo tipo *png* o *jpg*.

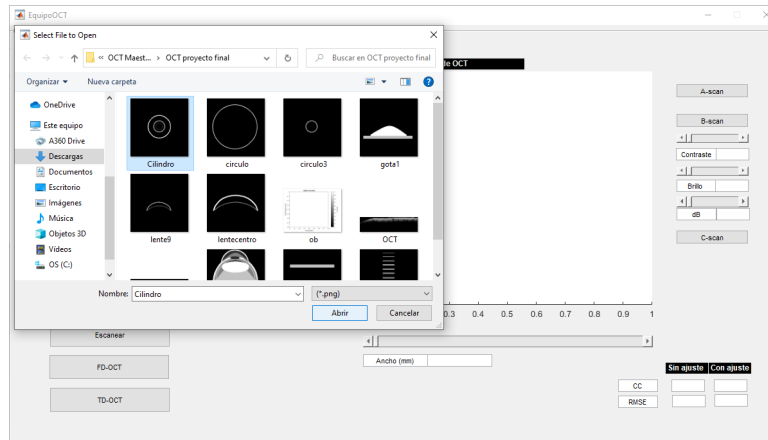


Figura C.2: Captura de pantalla de la GUI y su funcionamiento.

4. Una vez cargado el archivo este se muestra en la ventana **Objeto de entrada**. Posteriormente presionar el botón **Escanear**.

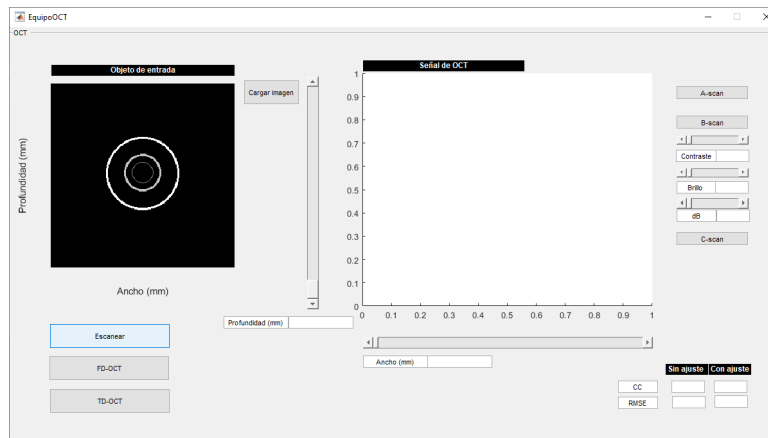


Figura C.3: Captura de pantalla de la GUI y su funcionamiento.

5. Presionar el botón **FD-OCT** para la simulación del dominio de la frecuencia o el botón **TD-OCT** para ejecutar la simulación del dominio temporal.

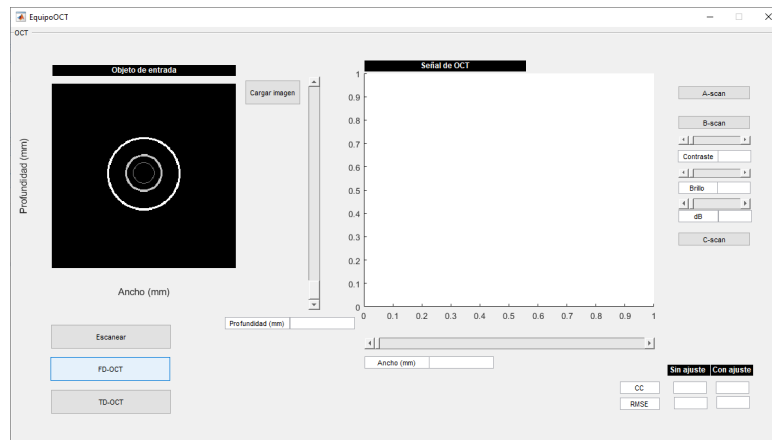


Figura C.4: Captura de pantalla de la GUI y su funcionamiento.

6. Presionar el botón **A-scan** para obtener todos los escaneos laterales. En la ventana **Objeto de entrada** se muestra la posición del A-scan mostrado en la ventana **Señal de OCT**.

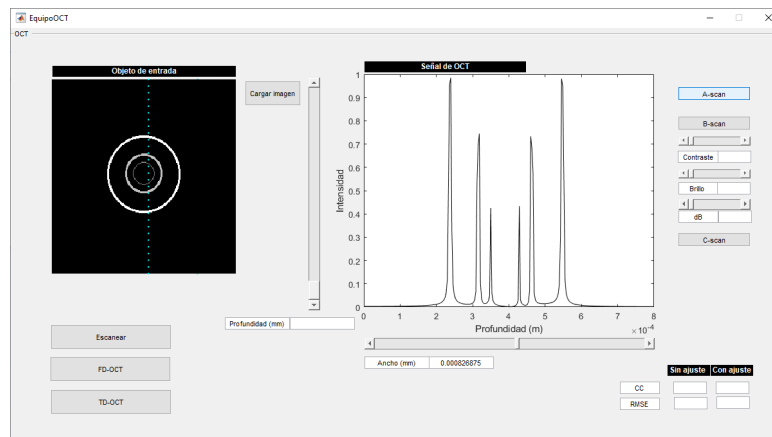


Figura C.5: Captura de pantalla de la GUI y su funcionamiento.

7. Presionar el botón **B-scan** para mostrar todos los escaneos laterales en la ventana **Señal de OCT**.

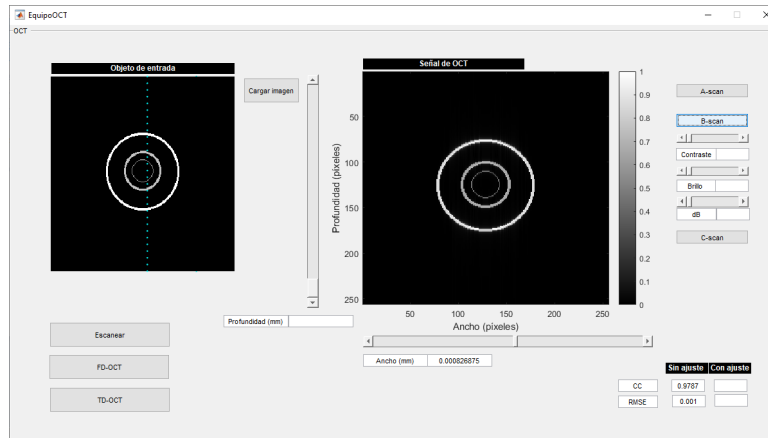


Figura C.6: Captura de pantalla de la GUI diseñada y su funcionamiento.

8. Presionar el botón **C-scan** para obtener todos los escaneos a lo largo de la dirección y . En la ventana **Objeto de entrada** se muestra la posición del plano mostrado en la ventana **Señal de OCT**.

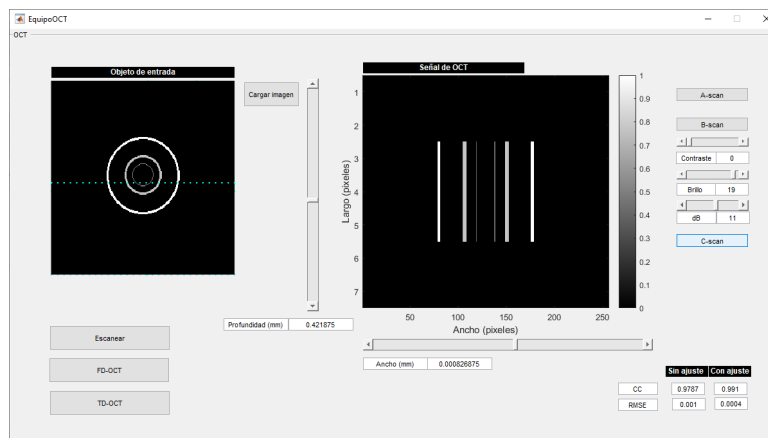


Figura C.7: Captura de pantalla de la GUI y su funcionamiento.

Bibliografía

- [1] Wolfgang Drexler and James G Fujimoto. *Optical coherence tomography: technology and applications*. Springer Science & Business Media, 2008.
- [2] MK Barnoski and SM Jensen. Fiber waveguides: a novel technique for investigating attenuation characteristics. *Applied optics*, 15(9):2112–2115, 1976.
- [3] HH Gilgen, RP Novak, RP Salathe, Walter Hodel, and P Beaud. Submillimeter optical reflectometry. *Journal of Lightwave Technology*, 7(8):1225–1233, 1989.
- [4] James G Fujimoto, SANDRO De Silvestri, Erich P Ippen, CARMEN A Puliafito, R Margolis, and A Oseroff. Femtosecond optical ranging in biological systems. *Optics letters*, 11(3):150–152, 1986.
- [5] AF Fercher, K Mengedoht, and W Werner. Eye-length measurement by interferometry with partially coherent light. *Optics letters*, 13(3):186–188, 1988.
- [6] David Huang, Eric A Swanson, Charles P Lin, Joel S Schuman, William G Stinson, Warren Chang, Michael R Hee, Thomas Flotte, Kenton Gregory, Carmen A Puliafito, et al. Optical coherence tomography. *science*, 254(5035):1178–1181, 1991.
- [7] Adolph F Fercher, Ch K Hitzenberger, G Kamp, and Sy Y El-Zaiat. Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry. *Optics communications*, 117(1-2):43–48, 1995.
- [8] Chetan A Patil, Nienke Bosschaart, Matthew D Keller, Ton G van Leeuwen, and Anita Mahadevan-Jansen. Combined raman spectroscopy and optical coherence tomography device for tissue characterization. *Optics letters*, 33(10):1135–1137, 2008.
- [9] Lin An, Peng Li, Tueng T Shen, and Ruikang Wang. High speed spectral domain optical coherence tomography for retinal imaging at 500,000 a-lines per second. *Biomedical optics express*, 2(10):2770–2783, 2011.

- [10] Johannes F De Boer, Rainer Leitgeb, and Maciej Wojtkowski. Twenty-five years of optical coherence tomography: the paradigm shift in sensitivity and speed provided by fourier domain oct. *Biomedical optics express*, 8(7):3248–3280, 2017.
- [11] Eugene Hecht and A Zajac. *Optics. Wave Motion.*, page 10–32. Addison-Wesley, 4 edition, 2002.
- [12] Eugene Hecht and A Zajac. *Optics. Interference.*, page 386–438. Addison-Wesley, 4 edition, 2002.
- [13] Peter H Tomlins and Ruikang K Wang. Theory, developments and applications of optical coherence tomography. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38(15):2519, 2005.
- [14] Lihong V Wang and Hsin-i Wu. *Biomedical optics: principles and imaging*. John Wiley & Sons, 2012.
- [15] Zhilin Hu and Andrew M Rollins. Optical design for oct. In *Optical Coherence Tomography*, pages 379–404. Springer, 2008.
- [16] Pablo Artal. *Handbook of Visual Optics, Volume Two: Instrumentation and Vision Correction*. CRC Press, 2017.
- [17] Mitsuo Takeda and Kazuhiro Mutoh. Fourier transform profilometry for the automatic measurement of 3-d object shapes. *Applied optics*, 22(24):3977–3982, 1983.
- [18] Wanrong Gao. Quantitative depth-resolved microcirculation imaging with optical coherence tomography angiography: Blood flow velocity imaging. *Microcirculation*, 25(6):e12375, 2018.
- [19] Li Qi, Jiang Zhu, Aneeka M Hancock, Cuixia Dai, Xuping Zhang, Ron D Frostig, and Zhongping Chen. Volumetric vessel reconstruction method for absolute blood flow velocity measurement in doppler oct images. In *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XXI*, volume 10053, page 1005331. International Society for Optics and Photonics, 2017.
- [20] Sanne M Jansen, Mitra Almasian, Leah S Wilk, Daniel M De Bruin, Mark I van Berge Henegouwen, Simon D Strackee, Paul R Bloemen, Sybren L Meijer, Suzanne S Gisbertz, and Ton G Van Leeuwen. Feasibility of optical coherence tomography (oct) for intra-operative detection of blood flow during gastric tube reconstruction. *Sensors*, 18(5):1331, 2018.
- [21] Emil Wolf. Three-dimensional structure determination of semi-transparent objects from holographic data. *Optics communications*, 1(4):153–156, 1969.

- [22] Shoude Chang, Youxin Mao, Costel Flueraru, and Sherif Sherif. Optical coherence tomography: technology and applications. In *2008 International Conference on Optical Instruments and Technology: Optical Systems and Optoelectronic Instruments*, volume 7156, page 715606. International Society for Optics and Photonics, 2009.
- [23] Wolfgang Drexler and James G. Fujimoto. *Optical Coherence Tomography. Technology and Applications. Part I Optical Coherence Tomography Technology. Ultrahigh Resolution Optical Coherence Tomography*, page 239–276. Springer, 1 edition, 2008.
- [24] R Leitgeb, CK Hitzenberger, and Adolf F Fercher. Performance of fourier domain vs. time domain optical coherence tomography. *Optics express*, 11(8):889–894, 2003.
- [25] Jingjiang Xu, Xiaoming Wei, Luoqin Yu, Chi Zhang, Jianbing Xu, KKY Wong, and Kevin K Tsia. High-performance multi-megahertz optical coherence tomography based on amplified optical time-stretch. *Biomedical optics express*, 6(4):1340–1350, 2015.
- [26] Michael R Hee, David Huang, Eric A Swanson, and James G Fujimoto. Polarization-sensitive low-coherence reflectometer for birefringence characterization and ranging. *JOSA B*, 9(6):903–908, 1992.
- [27] Yi Jiang, Ivan Tomov, Yimin Wang, and Zhongping Chen. Second-harmonic optical coherence tomography. *Optics letters*, 29(10):1090–1092, 2004.
- [28] Kin Man Yung, Siu Lung Lee, and Joseph M Schmitt. Phase-domain processing of optical coherence tomography images. *Journal of Biomedical Optics*, 4(1):125–136, 1999.
- [29] XJ Wang, TE Milner, and JS Nelson. Characterization of fluid flow velocity by optical doppler tomography. *Optics letters*, 20(11):1337–1339, 1995.
- [30] Joseph A Izatt, Manish D Kulkarni, Siavash Yazdanfar, Jennifer K Barton, and Ashley J Welch. In vivo bidirectional color doppler flow imaging of picoliter blood volumes using optical coherence tomography. *Optics letters*, 22(18):1439–1441, 1997.
- [31] Wolfgang Drexler and James G. Fujimoto. *Optical Coherence Tomography. Technology and Applications. Part III Optical Coherence Tomography Extensions. Doppler Optical Coherence Tomography*, page 621–649. Springer, 1 edition, 2008.
- [32] Julia Walther, Gregor Mueller, Henning Morawietz, and Edmund Koch. Analysis of in vitro and in vivo bidirectional flow velocities by phase-resolved doppler fourier-domain oct. *Sensors and Actuators A: Physical*, 156(1):14–21, 2009.

- [33] GILBERTO Sotelo. *Hidráulica General, Vol. 1, Fundamentos*. 1991.
- [34] Ewelina Pijewska, Iwona Gorczynska, and Maciej Szkulmowski. Computationally effective 2d and 3d fast phase unwrapping algorithms and their applications to doppler optical coherence tomography. *Biomedical optics express*, 10(3):1365–1382, 2019.
- [35] Edmund Koch, Julia Walther, and Maximiliano Cuevas. Limits of fourier domain doppler-oct at high velocities. *Sensors and Actuators A: Physical*, 156(1):8–13, 2009.
- [36] Yogesh Rao, NP Sarwade, and Roshan Makkar. Modeling and simulation of optical coherence tomography on virtual oct. *Procedia Computer Science*, 45:644–650, 2015.
- [37] Chandan Singh Rawat and Vishal Subhash Gaikwad. Signal analysis and image simulation for optical coherence tomography (oct) systems. In *2014 International Conference on Control, Instrumentation, Communication and Computational Technologies (ICCICCT)*, pages 626–631. IEEE, 2014.
- [38] Siavash Malektaji, Ivan T Lima Jr, and Sherif S Sherif. Monte carlo simulation of optical coherence tomography for turbid media with arbitrary spatial distributions. *Journal of biomedical optics*, 19(4):046001, 2014.
- [39] SV Frolov, A Yu Potlov, DA Petrov, and SG Proskurin. Monte-carlo simulation of oct structural images of human skin using experimental b-scans and voxel based approach to optical properties distribution. In *Saratov Fall Meeting 2016: Optical Technologies in Biophysics and Medicine XVIII*, volume 10336, page 103360Z. International Society for Optics and Photonics, 2017.
- [40] Federico Miyara. Rectificación. *Argentina, Rosario: Universidad Nacional de Rosario*, 2002.