

00362



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

5

DISEÑO DE UN DISPOSITIVO DE TOMOGRAFÍA ÓPTICA

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE

MAESTRO EN CIENCIAS
(FÍSICA MÉDICA)

2-1-76

PRESENTA

JORGE JAIME GARCÍA GUERRERO

DIRECTOR DE TESIS

DR. ACHIM MAX LOSKE MEHLING

pcf

Posgrado en Ciencias Físicas
u n a m

México, D.F. Diciembre del 2001



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

DEDICATORIA

A
quien me dio la vida,
mi "mama"
Isabel Guerrero Pérez

quien más admiro,
quien quiero ayer, hoy, mañana,
en un instante y en la eternidad.

Con gran admiración y
con todo el amor del Universo,
a mi "abuelita".

A mis hermanos quienes quiero desde antes de nacer
y con admiración por sus vidas
a Lourdes la "Guerrero" de la familia, Esther, Jesús, Román, Rafael y Ángel.

A Rosa María, Verónica, Esperanza y Maricela.
A mis sobrinos Jesús, Rafael, Ana Rosa, Mauricio, Norma, Alan, Karen, Pablo,
Juan Andrés, María de la Paz, Cecilia, Iván, Fátima y los que aun no están.

A quienes han compartido conmigo
un instante del espacio-tiempo de su vida.
A mis amigos de la infancia, adolescencia, juventud,
de la escuela
del voleibol
y
de la vida.

A mis amigas
quienes quiero y admiro.
A mis entrenadores y a mis profesores.

Al voleibol y su balón,
a la vida,
a la muerte,
a la Física
y
a la Naturaleza.

Con agradecimiento a la escuela E.I. Plancarte, a la EST No 1, al CBTis 118, al ITQ,
a la Fac. Ciencias, al IFUNAM, al Departamento de FATA y a la UNAM

AGRADECIMIENTOS

Quiero mencionar mi agradecimiento a las siguientes personas por su interés y apoyo en el desarrollo del presente trabajo.

Al Dr. Achim Loske por la dirección, supervisión y revisión detallada de la tesis, con un especial agradecimiento por aceptar la dirección de este trabajo encaminado hacia una nueva línea de investigación en la física médica como lo es la tomografía óptica.

Al M.I. Alejandro Castañeda Miranda del Departamento de FATA-IFUNAM por su valiosa asesoría técnica y entusiasmo para realizar este trabajo. En especial por las ideas y sugerencias que me ayudaron en el diseño del dispositivo así como su supervisión, revisión y discusiones de diversos aspectos del mismo.

Al Dr. Luis Benítez Bribiesca del C.M.N Siglo XXI por formar parte de mi Comité Tutorial durante toda la Maestría, así como por sus observaciones y la revisión de la redacción de la presente tesis.

Al Dr. Alfredo Rodríguez de la UAMI por formar parte de mi Comité Tutorial durante la Maestría, así como por las observaciones y la revisión detallada de la redacción de la presente tesis.

Al Dr. Neil Bruce Davidson del Centro de Instrumentos de la UNAM por sus observaciones para el mejoramiento del contenido y la revisión de la redacción de la presente tesis.

Al Dr. Mayo Villagran del Centro de Instrumentos de la UNAM por sus observaciones y la revisión de la redacción de la presente tesis.

Al Dr. Jorge Rickards Campbell del IFUNAM por su apoyo, recomendación y las facilidades para realizar la tesis en el Departamento de FATA.

A la Mat. Eugenia León Cano por su ayuda desinteresada durante todo el tiempo del desarrollo de la tesis y sobre todo por la paciencia y tiempo en el diseño de las figuras de la tesis.

Al D.I. Luis Onésimo González, Rene Preza Cortes del IF-UNAM y al T.S. Rigoberto López Ramírez del ITQ por su asistencia técnica brindada.

A la DEGEP de la UNAM por la BECA proporcionada durante tres semestres de la Maestría para terminar las materias obligatorias del programa.

Al Departamento de Física Aplicada y Tecnología Avanzada del IF-UNAM Campus Juriquilla Qro.

MOTIVACIÓN

Uno de los objetivos de la Maestría en Ciencias (Física Médica) de la UNAM es desarrollar nuevas alternativas para solucionar problemas médicos, aplicando la física al campo de la medicina. La idea de realizar el presente trabajo esta encaminada en esa dirección a largo plazo, al diseñar un dispositivo experimental basado en una nueva técnica de la física aplicada a la medicina. El objetivo es obtener imágenes de tomografía óptica, es decir, imágenes de cortes del tejido humano para diagnóstico médico.

Lo que me motivó para realizar esta tesis fueron los primeros resultados experimentales de transmisión de luz a través de un cálculo renal introducido en un cubo de lucita y a través de los dedos índices de varias personas.

Este trabajo puede ser la raíz de futuras investigaciones con esta nueva técnica de la física aplicada a la medicina.

OBJETIVOS

Objetivo General

Diseñar un dispositivo experimental de tomografía óptica con un láser semiconductor de 650 nm.

Objetivos particulares

Desarrollo de programas de computadora para la adquisición de datos experimentales, su almacenamiento y procesamiento para la formación de imágenes tomográficas.

Diseño del sistema mecánico y electrónico del dispositivo

RESUMEN

En el presente trabajo se describe el diseño de un dispositivo para obtener imágenes de tomografía óptica con un láser semiconductor de 650 nm. El trabajo comienza con la descripción de algunas características de representación digital de imágenes, la interacción de la radiación electromagnética con el tejido y diferentes tipos de reconstrucción de imágenes. Posteriormente se describe el diseño del sistema mecánico y del sistema electrónico del dispositivo. Los algoritmos de reconstrucción implementados fueron los de la técnica de retroproyección y la técnica iterativa o método algebraico. Se muestran algunas imágenes reconstruidas a partir de datos simulados. Los tiempos de reconstrucción fueron del orden de segundos para la técnica de retroproyección y de minutos para cada iteración de la técnica iterativa. Finalmente se muestran resultados experimentales iniciales de transmisión a través de un cálculo renal introducido en un cubo de lucita utilizando un láser de helio neón de 632.8 nm y a través de un caramelo con una pasa utilizando un láser semiconductor de silicio de 650 nm.

En el capítulo 1 se describen los conceptos generales sobre la representación digital de imágenes, las características del láser, la interacción de la luz con una superficie y el espectro electromagnético. En el capítulo 2 se trata lo referente a la imagenología óptica, la interacción de la luz con el tejido, propiedades ópticas del tejido, tomografía óptica y algunas aplicaciones médicas. En el capítulo 3 se describen las técnicas a seguir para la reconstrucción de la imagen tomográfica donde se detallan los principios de los algoritmos de retroproyección, iterativos y de la transformada de Radón. En el capítulo 4 se describe el diseño del sistema de tomografía óptica: dispositivo mecánico, arreglo óptico y sistema electrónico. En el capítulo 5 se describe la metodología que se propone para alcanzar el objetivo de este trabajo definiendo el modelo físico de propagación del láser sobre un objeto, los algoritmos del barrido del láser sobre el objeto en el plano X-Y y los algoritmos de reconstrucción de la imagen. En el capítulo 6 se presentan los resultados experimentales de transmisión de un láser de helio-neón de 632.8 nm de longitud de onda a través de un cálculo renal y a través de los dedos índices de varias personas, los cuales fueron el antecedente y la motivación para realizar este trabajo. Además, se presentan los resultados experimentales utilizando un láser semiconductor de 650 nm de longitud de onda y del programa de computadora del barrido y reconstrucción de la imagen tomográfica con datos de coeficientes de atenuación de transporte simulados. Finalmente en el capítulo 7 se presentan las conclusiones y perspectivas del presente trabajo.

Este trabajo está enfocado únicamente en el diseño del dispositivo, quedando como proyecto su construcción.

INDICE

	Página
1 Introducción	1
1.1 Representación digital de imágenes	2
1.1.1 Adquisición de imágenes	2
1.1.2 Procesamiento	2
1.2 Láser	3
1.2.1 Atenuación de un haz láser monocromático	3
1.3 Espectro electromagnético	3
2. Imagenología óptica	7
2.1 Interacción de la luz con el tejido	8
2.2 Propiedades ópticas del tejido	8
2.2.1 Absorción	8
2.2.2 Dispersión	10
2.2.3 Ley modificada de Beer-Lambert	13
2.2.4 Transmitancia	14
2.2.5 Espectros de absorción de diferentes componentes del tejido	14
2.2.6 Cromóforo	15
Agua	15
Melanina	15
Lípidos	15
Hemoglobina	16
Citocromo oxidasa	17
Mioglobina	18
Algunos tipos de tejido	18
2.2.7 Técnicas para medir el factor de camino diferencial (FLCD) en el tejido	19
Método del tiempo de vuelo	19
Espectrómetro óptico de intensidad modulada	19
2.2.8 Factores que influyen en la longitud total de camino óptico	21
Tipo de tejido	21
Coeficiente de absorción y longitud de onda	21
2.3 Tomografía óptica	21
2.3.1 Técnicas de la tomografía óptica	22
2.3.2 Métodos de obtención de imágenes	23
2.3.3 Modelos de transporte de luz en el tejido	23
2.4 Aplicaciones médicas	24
2.4.1 Tomografía óptica de imágenes de cerebro neonatal	24
2.4.2 Tomografía óptica modulada por ultrasonido	25
2.4.3 Tomografía óptica para la localización de hematomas	26
2.4.4 Tomografía óptica utilizando tintes fluorescentes	26
2.4.5 Tomografía óptica difusa	26
3. Reconstrucción de imágenes	29
3.1 Métodos de reconstrucción de imágenes	31
3.3.1 Método de retroproyección	31
3.3.2 Método iterativo	34
Reconstrucción simultánea	34
Corrección haz por haz técnica algebraica	34
Corrección punto por punto	35
3.3.3 Método analítico	36
Análisis de Fourier bidimensional	36

Transformada bidimensional de Radón	36
4. Sistema de tomografía óptica	39
4.1 Dispositivo mecánico	39
4.1.1 Componentes del sistema mecánico	39
Motores de pasos	39
4.1.2 Modelo del barrido del haz sobre la muestra	39
4.2 Arreglo óptico	41
4.2.1 Características de los componentes ópticos	41
Detectores y láser	41
Arreglo óptico	41
4.3 Sistema electrónico	41
4.3.1 Convertidor analógico-digital	42
4.3.2 Control del sistema	42
4.3.3 Etapa de potencia	43
5. Metodología	45
5.1 Algoritmos	45
5.1.1 Modelo físico de las proyecciones	46
Generación de la proyección	46
Formación de la imagen	50
5.1.2 Algoritmo de reconstrucción	56
5.1.3 Ejecución del programa	57
Menú principal	57
5.1.4 Procedimientos del programa fuente	58
Graficación de los datos experimentales	58
Cronograma de los fotodetectores	59
Barrido de la muestra en el plano X-Y	60
Reconstrucción de la imagen	60
6. Resultados	65
6.1 Antecedentes	65
6.2 Resultados de los componentes del dispositivo	70
6.2.1 Sistema mecánico de prueba	70
6.2.2 Características del sistema de accionamiento	71
6.2.3 Características de la imagen del barrido X-Y	72
6.2.4 Resultados de prueba del algoritmo de reconstrucción	72
6.3 Resultados del programa de reconstrucción de imágenes	75
6.4 Resultados de un modelo (dulce)	90
6.5 Portamuestras de tomografía óptica	91
7. Conclusiones y perspectivas	93
Apéndice A	95
Apéndice B	96
Apéndice C	99
Apéndice D	102
Apéndice E	103
Apéndice F	105
Apéndice G	106
Apéndice H	107
Referencias	112

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

En este capítulo se introduce la técnica de tomografía óptica y se describen conceptos básicos de representación de imágenes, las características de un láser, la interacción de la luz con una superficie y el espectro electromagnético.

En la medicina actualmente se utilizan las técnicas de tomografía computarizada TC, tomografía por emisión de fotones TEF, ultrasonido e imagenología por resonancia magnética IRM para la formación y reconstrucción de imágenes. La tomografía óptica TO puede ser una nueva técnica para diagnóstico médico^[1-11].

Uno de los objetivos de la tomografía óptica es formar imágenes de rebanadas o secciones transversales de un objeto a partir de la información que se obtiene al hacer incidir un haz de luz visible de longitudes de onda del rojo (622 nm-780 nm) o de un intervalo del infrarrojo cercano (780 nm-1100 nm) sobre el objeto. Al interactuar la radiación con el objeto una parte del haz de luz se transmite y otra es absorbida, dispersada y/o reflejada. De esta manera es posible obtener información relacionada con el objeto por el que la luz se ha transmitido. Con alguna técnica de reconstrucción se genera la imagen del objeto.

La técnica de TC utiliza un haz de rayos X, mientras que la técnica de TO utiliza fotones para formar imágenes de partes específicas del cuerpo y obtener información sobre anomalías del tejido, tumores del cerebro o de mama. La luz que se utiliza en TO no es radiación ionizante sobre un amplio espectro de longitudes de onda por lo que es radiación “inofensiva”. En particular, la luz infrarroja pasa a través de ciertas estructuras, como el cráneo, el cerebro y el seno. Esto puede ser aprovechado para cuantificar propiedades ópticas como los coeficientes de absorción y dispersión del tejido. La TO cercana al infrarrojo ha sido reconocida como una técnica de diagnóstico no invasiva ideal, debido a su bajo costo y a sus pocos efectos colaterales^[12].

Por la naturaleza misma del transporte de los fotones a través del tejido es muy difícil tener un modelo matemático aproximado en TO. En las imágenes obtenidas con rayos X, la radiación se propaga a todo lo largo del cuerpo, atravesándolo en línea recta desde la fuente hasta el detector, mientras que en TO, la radiación está sujeta a la alta dispersión de la luz al atravesar el tejido, lo que complica la reconstrucción^[13].

El tejido biológico al ser un medio altamente dispersor, provoca que los fotones tomen caminos irregulares de propagación; la longitud del camino óptico es, normalmente, varias veces la distancia geométrica entre la entrada y la salida del tejido. Ocurren múltiples eventos de dispersión para los fotones que se propagan a través del tejido, lo que produce un amplio intervalo de caminos por recorrer, y por lo tanto, diferentes tiempos para diferentes fotones en su recorrido. Los recorridos de los fotones varían con la dispersión, siendo difícil predecir sus trayectorias, por lo que es necesario el desarrollo de modelos de transporte complejos^[14-39]. Hasta la fecha la reconstrucción de la imagen tomográfica es un problema abierto en TO.

1.1 Representación digital de imágenes

El término imagen monocromática se refiere a una función bidimensional de intensidad de luz $f(x,y)$, donde x y y representan las coordenadas espaciales y el valor de f en un punto cualquiera (x,y) es proporcional al nivel de gris entre blanco y negro de la imagen en ese punto.

Una imagen digital es una imagen $f(x,y)$ que se ha discretizado tanto en las coordenadas espaciales como su intensidad. Una imagen digital puede considerarse como una matriz cuyos índices de renglón y columna identifican un punto de la imagen y el valor del correspondiente elemento de la matriz, indica el nivel de gris en ese punto. Los elementos de una distribución digital de este tipo se denominan elementos de la imagen, comúnmente llamados “píxeles”, abreviatura de su denominación inglesa, *picture elements*. En tres dimensiones el elemento de la imagen se denomina “voxel”.

1.1.1 Adquisición de imágenes

Para la adquisición digital de imágenes se necesitan dos elementos. El primero es un dispositivo físico sensible a una determinada banda del espectro de energía electromagnética (rayos X, UV, visible o IR) que produzca una señal eléctrica de salida proporcional al nivel de energía detectado. El segundo, denominado digitalizador, es un dispositivo para convertir la señal continua del sistema a forma discreta o digital (convertidor analógico-digital).

Para la luz visible e infrarroja entre los dispositivos utilizados frecuentemente están los detectores fotosensibles (ó fotodetectores) de estado sólido, los cuales tienen un voltaje de salida proporcional a la intensidad de la radiación incidente sobre su área activa.

1.1.2 Procesamiento

El procesamiento de imágenes digitales implica procedimientos que normalmente se expresan en forma de algoritmos. Así, con la excepción de la adquisición de las imágenes y su representación, la mayor parte de las funciones de tratamiento de la imagen pueden ser implementadas por *software*, donde los sistemas actuales de procesamiento de imágenes son una combinación de computadoras, periféricos y *hardware* especializado en tratamiento de imágenes, de manera que la información global está controlada por el *software* que se ejecuta en la computadora principal.

1.1.3 Muestreo y cuantificación

Para el procesamiento digital de imágenes, una función de imagen $f(x,y)$ debe ser digitalizada, espacial y/o temporalmente. La digitalización de las coordenadas espaciales (x,y) se denomina muestreo de la imagen y la digitalización de la amplitud de la señal con respecto al tiempo se conoce bajo el nombre de cuantificación del nivel de gris.

Una imagen continua $f(x,y)$ se describe de forma aproximada por una serie de muestras igualmente espaciadas, es decir espacialmente periódicas, organizadas en forma de una matriz $M \times N$ como se indica en la ecuación (1.1), donde cada elemento de la matriz es una cantidad medida.

$$f(x,y) = \begin{bmatrix} f(0,0) & f(0,1) & \dots & f(0,M-1) \\ f(1,0) & f(1,1) & \dots & f(1,M-1) \\ \vdots & & & \vdots \\ f(N-1,0) & f(N-1,1) & & f(N-1,M-1) \end{bmatrix} \quad (1.1)$$

El término de la parte derecha de la igualdad para la ecuación (1.1) representa lo que comúnmente se denomina imagen digital, donde a cada elemento de la matriz se le denomina elemento de la imagen y se muestra mediante un píxel dentro de una pantalla visual.

1.2 Láser

Un láser (amplificación de luz por emisión de radiación estimulada) genera un haz coherente (las ondas están en fase), monocromático (las ondas son de una sola longitud de onda) colimado, siendo portador de cierta energía. El láser de gas He-Ne emite en el visible (632.8 nm.). Todos los láseres de diodo están contruidos con materiales semiconductores y tienen las propiedades características de los diodos eléctricos.

1.2.1 Atenuación de un haz láser monocromático

La velocidad en el vacío para todas las ondas electromagnéticas es:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (1.2)$$

donde ϵ_0 es la permitividad del vacío y μ_0 la permeabilidad del vacío; $\epsilon_0 \mu_0 \approx (8.85 \times 10^{-12} \text{ s}^2/\text{m}^3 \text{ kg}) (4\pi \times 10^{-7} \text{ mkg}/\text{c}^2)$ o $\epsilon_0 \mu_0 \approx 11.12 \times 10^{-18}/\text{m}^2$, por lo que $v \approx 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ o comúnmente representada por $c = 2.997924562 \times 10^8 \text{ m/s} \pm 1.1 \text{ m/s}$.

En materiales dieléctricos la velocidad de fase es

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (1.3)$$

donde ϵ_r es la permitividad y μ_r es la permeabilidad del medio en cuestión.

La razón entre la velocidad de una onda electromagnética en el vacío y su velocidad en la materia se conoce como índice de refracción absoluto y está dada por

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (1.4)$$

El transporte de energía por unidad de tiempo (potencia) a través de un área unitaria se representa por el vector de *Pointing S*, es decir $S = c^2 E \times B$, donde E es el campo eléctrico, B el campo magnético, y S la potencia por unidad de área que cruza una superficie cuya normal es paralela a S .

La irradiancia es el valor promedio en el tiempo del vector de Pointing $\langle S \rangle$

$$S_i = \frac{c^2 \epsilon_0}{2} E_0 \times B_0 \quad \text{o} \quad I \equiv \langle S \rangle = \frac{c^2 \epsilon_0}{2} E_0^2$$

Entonces I es proporcional al cuadrado de la amplitud del campo eléctrico y la intensidad depende del área de colección. Otras formas de expresar lo mismo son:

$$I = \frac{c}{\mu_0} \langle B^2 \rangle \quad (1.5)$$

y

$$I = \epsilon_0 c \langle E^2 \rangle \quad (1.6)$$

El haz incidente y el haz refractado cumplen la siguiente relación, conocida como la ley de Snell. Por otra parte, un haz de luz generalmente puede considerarse como una línea si es coherente en el espacio y corresponde a la dirección de flujo de la energía radiante a través de una dirección. Su interacción con una superficie está regida por tres leyes básicas de la reflexión y la refracción:

1. Los haces incidente, reflejado y refractado están todos en el plano de incidencia
2. El ángulo de incidencia es igual al ángulo reflejado (figura 1.1)

$$\theta_i = \theta_r \quad (1.7)$$

3. Snell (figura 1.1), donde n_i es el índice de refracción del medio de incidencia i , θ_i el ángulo de incidencia, θ_r el ángulo de reflexión, θ_t el ángulo de refracción y n_t el índice de refracción del medio de transmisión t .

$$n_i \text{sen} \theta_i = n_t \text{sen} \theta_t \quad (1.8)$$

El tiempo t que tarda un rayo de luz en atravesar m capas delgadas de diferente índice de refracción n_i y espesor s_i está dada por

$$t = \frac{1}{c} \sum_{i=1}^m n_i s_i \quad (1.9)$$

En esta relación la suma se conoce como la longitud de camino óptico (L.C.O.) atravesado por el haz, es decir:

$$(L.C.O.) = \int_S^P n(s) ds \quad (1.10)$$

La reflectancia R se define como la razón del flujo (o potencia) reflejado al incidente, es decir

$$R \equiv \frac{I_r \cos \theta_r}{I_i \cos \theta_i} = \frac{I_r}{I_i} \quad (1.11)$$

donde $\theta_r = \theta_i$, aplicando la ecuación (1.7), mientras que la transmitancia T se define como la razón de flujo transmitido al incidente y está dada por

$$T \equiv \frac{I_t \cos \theta_t}{I_i \cos \theta_i} \quad (1.12)$$

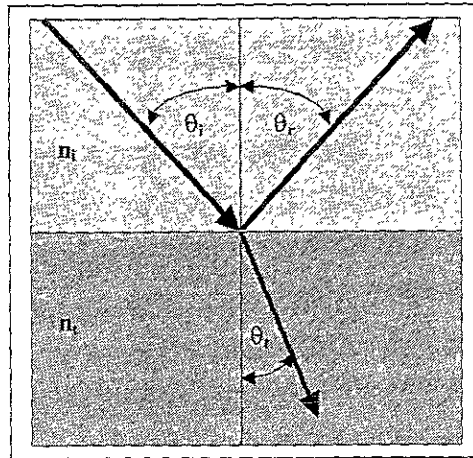


Figura 1.1 Representación de la ley de Snell

Por conservación de la energía se tiene que

$$R + T + A = 1 \quad (1.13)$$

donde A es la absorción que se define como el flujo absorbido por el cuerpo.

Cuando el ángulo de transmisión es igual a 90° se tiene que

$$\text{Sen} \theta_c = n_u \quad (1.14)$$

donde θ_c es el ángulo de reflexión total interna, por lo que de la ecuación (1.13) se obtiene que $R=1$.

1.3 Espectro electromagnético

La tabla 1.1 muestra los intervalos de longitud de onda en los que se divide el espectro electromagnético. Las longitudes de onda del rojo e infrarrojo cercano abarcan el intervalo de 622 a 3000 nm.

		λ
Rayos Gamma		< 0.05 Å
Rayos X		0.05 Å – 1 nm
Ultravioleta		1 nm – 390 nm
Visible	Violeta	390 nm – 455 nm
	Azul	455 nm – 492 nm
	Verde	492 nm – 577 nm
	Amarillo	577 nm – 597 nm
	Naranja	597 nm – 622 nm
	Rojo	622 nm – 780 nm
Infrarrojo	IR cercano	780 nm – 3 000 nm
	IR intermedio	3 000 nm – 6 000 nm
	IR lejano	6 000 nm – 15 000 nm
	IR extremo	15 000 nm – 1 mm
Microondas		1 mm – 20 cm
RF		> 20 cm

Tabla 1.1 Longitudes de onda correspondientes al espectro electromagnético

Capítulo 2

IMAGENOLOGÍA ÓPTICA

En este capítulo se describen la interacción de la luz con el tejido, las propiedades ópticas del tejido, espectros de absorción de diferentes cromóforos dentro de intervalos del infrarrojo cercano, algunas técnicas de tomografía óptica y aplicaciones médicas.

Las mediciones de transmitancia de la *radiación del infrarrojo cercano (IRC)* pueden ser utilizadas para monitorear el grado de oxigenación de células, de tejido, del cerebro de niños recién nacidos y de músculos esqueléticos^[40-43], lo que muestra el potencial de diagnóstico de los métodos ópticos.

Esto ha permitido el desarrollo y el amplio uso de la *espectroscopia clínica del infrarrojo cercano (EIRC)*, ya que ofrece un medio seguro y no invasivo de monitoreo de las funciones cerebrales sin el uso de radioisótopos u otros agentes de contraste^[44].

La imagenología basada en la *radiación del infrarrojo cercano* ofrece ciertas ventajas sobre algunas técnicas radiológicas existentes. Primero, la radiación es no ionizante y pueden repetirse dosis razonables sin dañar al paciente. Segundo, los métodos ópticos tienen el potencial de diferenciar los tejidos suaves debido a sus diferentes grados de absorción y dispersión en las longitudes de onda del infrarrojo cercano y tercero, la absorción específica por cromóforos naturales (como la oxihemoglobina HbO₂) permiten obtener información funcional^[44].

La investigación en *imagenología del infrarrojo cercano* se ha enfocado a una variedad de aplicaciones clínicas posibles, como el desarrollo de un medio de monitorear el cáncer de mama, particularmente si se ha alcanzado el límite de dosis de exposición por la mamografía de rayos X^[44].

2.1 Interacción de la luz con el tejido

Existen varios mecanismos de interacción entre la luz y el tejido. Las principales categorías de interacción que producen alteraciones en la composición o estructura del tejido son:

Fotoquímicas: se refieren a la absorción de luz por las moléculas presentes o depositadas en el tejido. Estas interacciones forman las bases de la *Terapia Fotodinámica (TFD)* ^[45].

Térmicas: se refieren a los efectos biológicos debido al depósito de energía térmica en un tejido. Estas interacciones son utilizadas comúnmente en cirugía con láser ^[45].

Fotodisociativas: en el intervalo de las longitudes de onda del ultravioleta los fotones poseen suficiente energía para producir la foto-disociación de biopolímeros ^[45].

Electromecánicas: suceden a tasas de fluencia muy altas donde se induce el rompimiento dieléctrico del tejido, que puede producir la formación de plasma. La rápida expansión del plasma genera una onda de choque que puede romper el tejido ^[45].

En la tomografía óptica las tasas de fluencia deben ser lo suficientemente pequeñas para que estos tipos de cambios destructivos no sucedan en el tejido.

2.2 Propiedades ópticas del tejido

Los principales fenómenos físicos que afectan la propagación de la luz en el tejido biológico son la absorción y la dispersión, siendo este último el más importante. Aún para secciones submilimétricas de tejido, los fotones incidentes se dispersan varias veces antes de llegar a las fronteras. Como consecuencia, un haz láser coherente colimado será incoherente e isotrópico después de atravesar unos cuantos milímetros de tejido. La dispersión depende en menor grado de la longitud de onda que de la absorción. No obstante, la absorción varía con el tiempo, lo que refleja cambios fisiológicos en el tejido. La hemoglobina o moléculas que acarrean el oxígeno de las células rojas de la sangre muestran un fuerte estado de oxigenación dependiente del grado de absorción. Para la mayoría de los tejidos el índice de refracción varía muy poco en una escala macroscópica y es típicamente alrededor de 1.40. Los índices de refracción de los constituyentes del tejido varían de 1.33, para el agua, hasta aproximadamente 1.55, para la grasa y soluciones concentradas de proteínas ^[46].

2.2.1 Absorción

La absorción de la intensidad de la luz en un medio no dispersor está descrita por la ley de Beer-Lambert. Esta ley establece que para un compuesto absorbente en un medio no absorbente, la atenuación (A) es proporcional a la concentración del compuesto en la solución (c) y la longitud de camino óptico (d)

$$A = \log \left(\frac{I}{I_0} \right) = a \cdot c \cdot d \quad (2.1)$$

donde A es la atenuación medida en densidades ópticas, I_0 es la intensidad de la luz incidente en el medio, I es la intensidad de la luz transmitida a través del medio, a es el *coeficiente de extinción específica* del

compuesto absorbente, medido en micromoles por centímetro, c es la concentración del compuesto absorbente en la solución, medida en micromoles y d es la distancia entre los puntos donde la luz entró y salió del medio. El producto $a \cdot c$ es conocido como el *coeficiente de absorción* del medio (μ_a). En un medio que contiene diferentes compuestos absorbentes (excepto concentraciones muy altas no conocidas normalmente en medios biológicos) el coeficiente de extinción total es simplemente la suma lineal de las contribuciones de cada compuesto:

$$A = \log \left(\frac{I}{I_0} \right) = (a_1 c_1 + a_2 c_2 + \dots + a_n c_n) d \quad (2.2)$$

El coeficiente de absorción μ_a (mm^{-1}) se define entonces como

$$dI = -\mu_a I dx \quad (2.3)$$

donde dI es el cambio diferencial de la intensidad I de un haz de luz colimado al atravesar un camino infinitesimal dx a través de un medio homogéneo con coeficiente de absorción μ_a . Integrando sobre un espesor x da

$$I = I_0 e^{-\mu_a x} \quad (2.4)$$

Esta ecuación también puede expresarse con logaritmo base 10 como

$$I = I_0 10^{-Kx} \quad (2.5)$$

donde k se conoce como el *coeficiente de extinción*.

El coeficiente de absorción puede expresarse en términos de la densidad de partículas ρ y la sección eficaz de absorción σ_a como

$$\mu_a = \rho \sigma_a \quad (2.6)$$

o

$$\mu_a = \frac{N_{par} \sigma_a}{V} \quad (2.7)$$

donde N_{par} es el número de partículas en un volumen V , cada una con una sección eficaz de absorción σ_a . Si el medio contiene dos o más absorbentes, el coeficiente de absorción es la superposición lineal de cada uno de ellos, es decir,

$$\mu_a = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N N_{par}^{(i)} \sigma_a^{(i)} \quad (2.8)$$

donde $N_{par}^{(i)}$ es el número de partículas absorbentes de tipo i y $\sigma_a^{(i)}$ es el área de sección eficaz de las partículas.

De lo anterior se obtiene la ley de Beer-Lambert:

$$I = I_0 e^{-\rho \sigma_a x} \quad (2.9)$$

El recíproco del coeficiente de absorción $1/\mu_a$ es llamado *longitud del camino de absorción* y es igual al camino libre medio que el fotón viaja entre eventos consecutivos de absorción.

La atenuación también es expresada como *densidad óptica (DO)*, donde la *atenuación en densidad óptica* está dada por

$$A(DO) = \log_{10} \frac{I_0}{I} \quad (2.10)$$

La absorción de un material es expresada en ocasiones en términos de densidad óptica por centímetro, indicando la cantidad de atenuación en densidad óptica por cada centímetro de espesor de la muestra. Para convertir de DO/cm a μ_a en mm^{-1} , los datos en DO/cm deben ser multiplicados por $\log_e(10)/10=0.2303$.

Una relación similar de atenuación depende del número de moléculas absorbentes en la solución y establece que para una sustancia absorbente disuelta en un medio no absorbente, la densidad óptica es proporcional a la concentración de la solución (c):

$$A = \log_{10} \left(\frac{I_0}{I} \right) = \alpha c x \quad (2.11)$$

donde α representa el nivel de absorción por μmol de compuesto por litro de solución por cm y es conocido como el *coeficiente de extinción específica* ($\mu\text{molar}^{-1}\text{cm}^{-1}$), el cual se relaciona con μ_a mediante

$$\alpha = \log_{10}(e) \frac{\mu_a}{c} \quad (2.12)$$

donde c es la concentración del compuesto (μmolar).

En una solución que contiene una mezcla de compuestos, el coeficiente de extinción de cada compuesto es aditivo, es decir,

$$A = [K_1 + K_2 + \dots + K_n] x = [\alpha_1 c_1 + \alpha_2 c_2 + \dots + \alpha_n c_n] x \quad (2.13)$$

donde A es medida experimentalmente (a una cierta longitud de onda), x se conoce aproximadamente, $\alpha_1, \dots, \alpha_n$ se encuentran previamente para los compuestos puros y el requerimiento es encontrar las concentraciones c_1, \dots, c_n .

2.2.2 Dispersión

La dispersión de la luz en el tejido es debida a la variación caótica del índice de refracción a escalas microscópicas y macroscópicas. Esto sucede en las fronteras de las membranas de las células así como en las fronteras entre varios organelos dentro de la célula. La variación de los índices de refracción se da entre los

fluidos intra y extracelulares, entre el fluido intracelular y el interior al núcleo de la célula u otros componentes tales como las mitocondrias, ribosomas, glóbulos grasos, glicógenos y glóbulos secretores. Así como en la absorción, el volúmen de un dispersor particular dentro del tejido es tan importante como su capacidad de dispersión. Evidencias sugieren que las membranas celulares son la fuente más importante de dispersión en el tejido cerebral ya que representan una gran cantidad del contenido sólido del tejido^[44].

La dispersión es la interacción fotón-tejido más dominante a longitudes de onda del infrarrojo cercano. El efecto de la dispersión es el de incrementar la longitud del camino viajado por los fotones dentro del tejido, por lo que aumenta la probabilidad de que haya más absorción. Cuando la radiación del infrarrojo cercano es dispersada en el tejido, virtualmente todas las colisiones son elásticas y la dirección en la cual viaja el fotón dispersado depende del tamaño de la partícula dispersadora, de la longitud de onda de la luz y de los índices de refracción del medio dispersador a través del cual está viajando.

La atenuación (A) debida a la dispersión es proporcional a la densidad de partículas dispersadas (N), la sección eficaz de dispersión de las partículas (s) y a la longitud del camino óptico (d)

$$A = \log_{10} \left(\frac{I}{I_0} \right) = N \cdot s \cdot d \quad (2.14)$$

El producto Ns es conocido como el *coeficiente de dispersión* del medio (μ_s), y es la probabilidad por unidad de longitud de que un fotón sea dispersado. El recíproco es el *camino libre medio* entre eventos de dispersión. Los coeficientes de dispersión para tejidos humanos están generalmente en el intervalo de 10-100 mm^{-1} , burdamente cien veces más grandes que los de absorción. Los tejidos altamente dispersores incluyen los huesos, la materia blanca del cerebro y la dermis de la piel^[44].

El coeficiente de dispersión μ_s (mm^{-1}) para una fuente colimada está dado por

$$I = I_0 e^{-\mu_s x} \quad (2.15)$$

donde I es la componente no dispersada de la luz después de atravesar por una muestra no absorbente de espesor X . En términos de la densidad de partículas ρ y la sección eficaz de dispersión σ_s se tiene que

$$\mu_s = \rho \sigma_s \quad (2.16)$$

o

$$\mu_s = \frac{N_{par} \sigma_s}{V} \quad (2.17)$$

donde N_{par} es el número de partículas en un volúmen V .

La longitud del camino de dispersión $1/\mu_s$ es la distancia promedio que viaja un fotón entre eventos consecutivos de dispersión y la cantidad $\mu_s x$ es el *espesor óptico* de una muestra expresada en términos de longitud de camino de dispersión.

Para un medio de dispersión múltiple como el tejido, es necesario considerar la probabilidad de que un fotón sea dispersado en una dirección dada en cada interacción. La probabilidad de que un fotón incidente a lo largo de un vector unitario \hat{e}_s sea dispersado en una dirección \hat{e}'_s está descrita por la función de fase

$f(\hat{e}_s, \hat{e}'_s)$ Para un medio aleatorio puede suponerse que esta probabilidad es independiente de \hat{e}'_s y que sólo depende del ángulo entre las direcciones incidente y dispersada, θ . De aquí que la función de fase pueda expresarse como una función del producto escalar de vectores unitarios en las direcciones inicial y final, el cual es igual al coseno del ángulo de dispersión, es decir,

$$f(\hat{e}_s, \hat{e}'_s) = f(\cos\theta) \quad (2.18)$$

La anisotropía puede caracterizarse en términos del coseno medio del ángulo de dispersión llamado *factor de anisotropía* g .

$$g = \int_{-1}^1 \cos\theta f(\cos\theta) d\cos\theta \quad (2.19)$$

Los casos límite son $g=0$ para dispersión perfectamente isotrópica y $g=1$ para dispersión completamente anisotrópica de la onda incidente. Los tejidos biológicos en el intervalo de longitud de onda infrarrojo cercano tienen una fuerte dispersión anisotrópica.

Cuando una onda plana interactúa con una partícula, de índice de refracción diferente del medio circundante, una parte de la luz es dispersada en una dirección diferente del camino original. En el infrarrojo cercano, la luz dispersada en el tejido es por dispersión elástica, donde no hay pérdida de energía y entonces la longitud de onda de la luz dispersada no cambia. Algunos tejidos, específicamente los dientes, fluorescen si las longitudes de onda corta (UV) son dirigidos directamente hacia ellos, con la luz dispersada siendo de una longitud de onda más grande (menor energía) que la luz incidente. Estos efectos de dispersión no elástica son insignificantes con la luz del infrarrojo cercano^[44].

En general, la intensidad I_s de la radiación dispersada en una dirección \bar{e}_s depende de la intensidad I_i y la dirección \bar{e}_i de la radiación incidente y la distancia radial r a partir de la partícula. Esto es caracterizado por una sección eficaz de dispersión diferencial $\sigma(\bar{e}_i, \bar{e}_s)$ definida por^[14].

$$\sigma(\bar{e}_i, \bar{e}_s) = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{r^2 I_s(\bar{e}_i, \bar{e}_s)}{I_i} \quad (2.20)$$

La sección eficaz de dispersión σ_s se define como la integral sobre todos los ángulos de σ

$$\sigma_s = \int_0^{4\pi} \sigma(\bar{e}_i, \bar{e}_s) d^2\bar{e}_s \quad (2.21)$$

La función fase se define como

$$f(\bar{e}_i, \bar{e}_s) = \frac{\sigma(\bar{e}_i, \bar{e}_s)}{\sigma_s} \quad (2.22)$$

y es la densidad de probabilidad de que un fotón incidente sea dispersado a partir de la dirección e_i a una dirección e_s . El *coeficiente de dispersión de transporte* μ'_s se define como

$$\mu'_s = \mu_s (1 - g) \quad (2.23)$$

que representa el coeficiente de dispersión de un medio dispersor isotrópico que podría incrementarse a la misma atenuación que tendría un flujo de fotones difuso.

Esta cantidad puede interpretarse como la representación del coeficiente de dispersión isotrópica y es un parámetro fundamental en la teoría de difusión de la propagación de la luz en un medio aleatorio. El camino medio que viaja un haz colimado de luz antes de hacerse isotrópico está dado por $1/\mu'$.

Considérese un fotón confinado a un espacio bidimensional que sale de la fuente en una posición $x=0$ y que es dispersado dos veces. La primera dispersión de longitud d_1 y la segunda de longitud d_2 . Si la dispersión fuera verdaderamente isotrópica, la posición del fotón después de dos eventos de dispersión sería la distancia promedio $\sqrt{d_1^2 + d_2^2}$ a partir de la fuente. Sin embargo, si los dos eventos de dispersión fueran exactamente en la misma dirección, el fotón estaría a una distancia más grande $d_1 + d_2$ de la fuente. De esta manera en un medio dispersor, donde se tiene una función fase de dispersión no isotrópica, la longitud del camino efectivo es más grande y el coeficiente de dispersión es más pequeño.

Combinando la absorción y la dispersión se tiene el *coeficiente total de atenuación*:

$$\mu_t = \mu_a + \mu_s \quad (2.24)$$

donde $1/\mu_t$ es el camino libre medio entre cada evento de absorción o dispersión. Análogamente, el *coeficiente de atenuación de transporte* μ_{tr} se define como

$$\mu_{tr} = \mu_a + \mu_s(1 - g) = \mu_a + \mu'_s \quad (2.25)$$

Para un camino largo a partir de la fuente en un medio infinito, la intensidad decrece como $\exp(-\mu_{eff} x)$ donde μ_{eff} es la profundidad de penetración que está dada por^[43,45]

$$\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a(\mu_a + (1 - g)\mu_s)} \quad (2.26)$$

2.2.3 Ley modificada de Beer-Lambert

Cuando se considera un medio altamente dispersor, la relación de Beer-Lambert puede ser modificada por un término multiplicativo por el incremento en la longitud del camino óptico debido a la dispersión. La distancia óptica verdadera se conoce como *longitud de camino diferencial* (LCD) y el factor de escalamiento como el *factor de la longitud de camino diferencial* (FLCD):

$$LCD = FLCD \cdot d \quad (2.27)$$

donde d es la distancia geométrica entre la fuente y el detector. La ley modificada de Beer-Lambert queda expresada entonces como

$$A = \log_{10} \left(\frac{I}{I_0} \right) = a \cdot c \cdot d \cdot LCD \quad (2.28)$$

2.2.4 Transmitancia

La transmitancia T , se define como

$$T = \frac{I}{I_0} \quad (2.29)$$

y se relaciona con la atenuación o densidad óptica (DO) de un medio mediante

$$DO = \log_{10} \left(\frac{I_0}{I} \right) = -\log_{10} \left(\frac{I}{I_0} \right) \quad (2.30)$$

La Ley de Beer-Lambert es válida únicamente para fuentes de luz monocromática^[43]. En la práctica esto es imposible de alcanzar.

Todas las fuentes de luz, (por ejemplo el láser) tienen un ancho de banda finito. La transmitancia medida está dada entonces por

$$\bar{T} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda) S(\lambda) 10^{-A(\lambda)} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda) S(\lambda) d\lambda} \quad (2.31)$$

donde $I(\lambda)$ y $S(\lambda)$ son la intensidad de luz que entra y la sensibilidad del detector dependientes de la longitud de onda, respectivamente, y $A(\lambda)$ es la absorbancia o atenuación monocromática.

2.2.5 Espectros de absorción de diferentes componentes del tejido

El tejido humano contiene una variedad de sustancias cuyo espectro de absorción a intervalos de longitudes de onda del infrarrojo cercano está bien definido. Estas sustancias están presentes en cantidades que contribuyen a la atenuación de la luz transmitida. La concentración de algunos absorbentes como el agua, melanina y bilirrubina, permanecen virtualmente constantes en el tiempo. Mientras existen otros compuestos como la hemoglobina oxigenada (HbO_2), la desoxihemoglobina (Hb) y la citocromo oxidasa ($CtOx$) que tienen concentraciones en tejido que están fuertemente ligadas a la oxigenación y al metabolismo del tejido^[44].

La fuerte absorción del agua a grandes longitudes de onda limita superiormente los estudios de espectroscopía a menos de cerca de 1000 nm y el límite inferior de la longitud de onda está dado por la fuerte absorción de la Hb abajo de los 650 nm. Dentro de la "ventana" de 650-1000 nm es posible detectar con detectores muy sensibles la luz que ha atravesado 8 cm de tejido^[44].

Los principales constituyentes del tejido biológico que contribuyen a la absorción en el NIR son el agua, la grasa y la hemoglobina^[46]. Mientras el agua y la grasa permanecen constantes en escalas de tiempo pequeñas, la hemoglobina oxigenada y desoxigenada cambia de acuerdo a la función y al metabolismo del tejido. Por ello los cambios correspondientes en la absorción pueden proveer información fisiológica clínicamente útil.

En las siguientes gráficas se muestra el coeficiente de absorción de diferentes constituyentes del tejido para diferentes intervalos de longitud de onda.

2.2.6 Cromóforos

Un compuesto que absorbe luz en la región espectral de interés es conocido como un cromóforo. Cada cromóforo tiene su propio espectro de absorción que describe el nivel de absorción a cada longitud de onda.

Los principales cromóforos en el tejido en el infrarrojo cercano son los siguientes:

Agua

El espectro de absorción del agua (figura 2.1) muestra una baja atenuación para longitudes de onda en el intervalo de 600 nm a alrededor de 900 nm y una alta absorción alrededor de los 950 nm en adelante. Aunque el coeficiente de absorción es bajo en un intervalo de longitudes de onda, contribuye significativamente a la atenuación total tanto como su concentración aumente en el tejido biológico^[43].

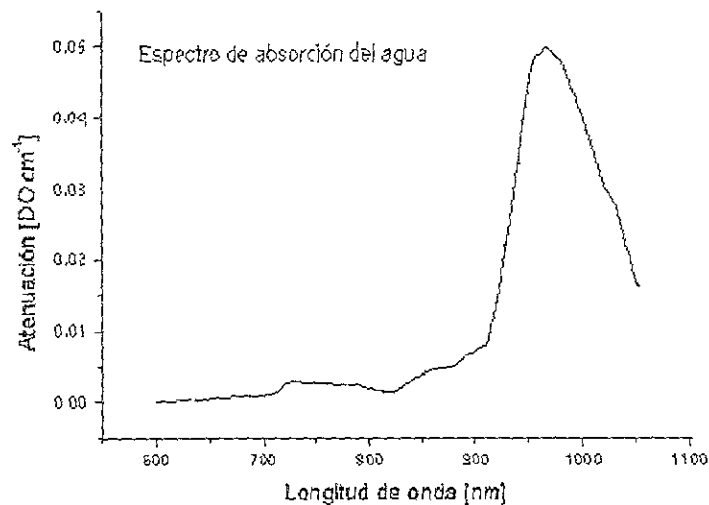


Figura 2.1 Espectro de absorción en DO del agua en el intervalo de longitud de onda de 600 nm a 1050 nm

Melanina

La melanina se encuentra en la epidermis de la piel y es un absorbedor altamente efectivo de la luz, especialmente en la región ultravioleta (UV) del espectro. Aunque esta absorción puede considerarse como constante e independiente del oxígeno, la concentración de melanina en el tejido puede afectar directamente la reflectancia de la luz a partir de la piel y por tanto la transmisión de la luz dentro del tejido que está por debajo^[44].

Lípidos

El espectro de absorción para la grasa de cerdo (figura 2.2), considerada como idéntica a la del humano^[46], muestra un coeficiente de absorción muy parecido al del agua. Es bajo para longitudes de onda abajo de los 900 nm y alto con un pico alrededor de los 930 nm. Los lípidos o grasas constituyen el 5% del peso del cerebro neonatal, por lo que su efecto sobre la atenuación total es pequeño.

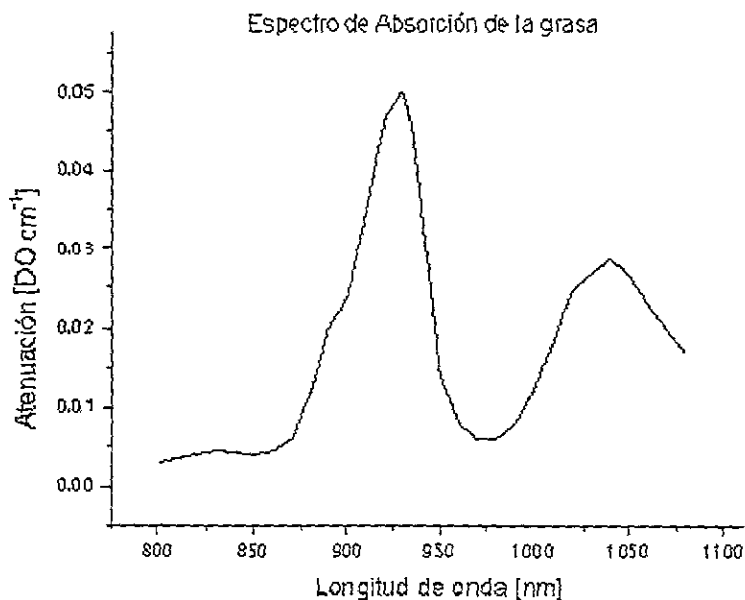


Figura 2.2 Espectro de absorción en DO para la grasa de cerdo, que se considera como idéntica a la del ser humano^[46] en intervalo de longitud de onda de 800 nm a 1080 nm.

Hemoglobina

Las moléculas de hemoglobina contenidas en las células rojas de la sangre o eritrocitos acarrean el 97% del oxígeno en la sangre mientras que el restante 3% se disuelve en el plasma. En el estado oxigenado la hemoglobina es llamada oxihemoglobina (HbO_2) y en el estado reducido es llamada desoxihemoglobina (Hb). El espectro del coeficiente de extinción específica (α) de la Hb y la HbO_2 (figura 2.3 a) y 2.3 b)) muestra una fuerte absorción para ambas en las regiones azul y verde del espectro visible, y una absorción ligeramente más fuerte para la Hb más allá de los 690 nm. De aquí que la sangre venosa aparezca más oscura que la sangre arterial. Las dos curvas se intersectan alrededor de los 800 nm por lo que es posible determinar la oxigenación y el volumen de la sangre si se conocen valores del coeficiente de absorción a ambos lados de este punto^[46]. El fuerte incremento en la absorción abajo de los 600 nm pone un límite inferior para las mediciones de espectroscopía o imagenología al disminuir la profundidad de penetración del haz de luz. La saturación de la hemoglobina (SO_2) está definida como

$$SO_2 = \frac{HbO_2}{HbO_2 + Hb} \times 100$$

la que expresa el porcentaje de la hemoglobina total que está oxigenada.

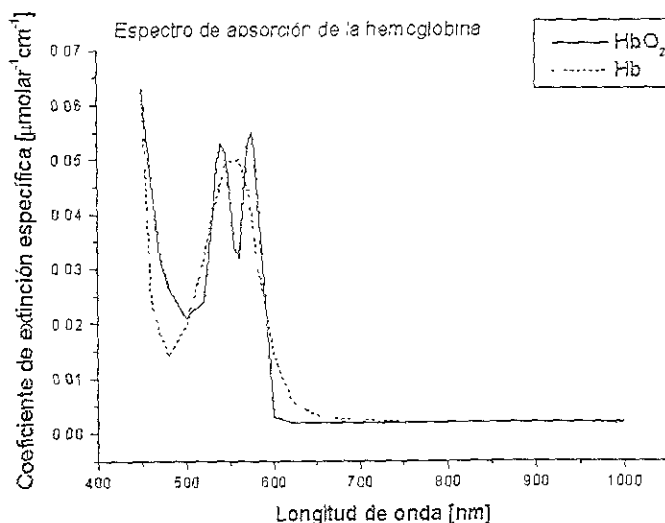


Figura 2.3.a Espectro de absorción en $\mu\text{molar}^{-1}\text{cm}^{-1}$ de la hemoglobina oxigenada en el intervalo de longitud de onda de 400 nm a 1000 nm.

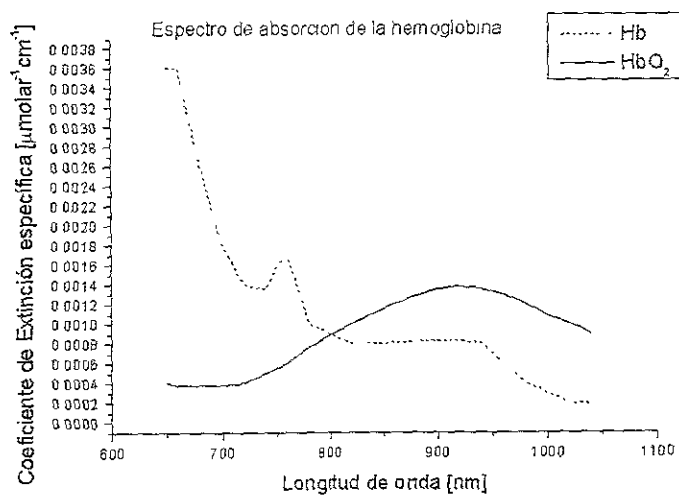


Figura 2.3.b Espectro de absorción en $\mu\text{molar}^{-1}\text{cm}^{-1}$ de la hemoglobina desoxigenada en el intervalo de longitud de onda de 650 nm a 1050 nm.

Citocromo oxidasa

La citocromo oxidasa (CtOx) es la enzima terminal en la cadena respiratoria celular, y se localiza en la membrana mitocondrial. La enzima contiene cuatro grupos activos reductores, dos centros de hierro (a y a_3) y dos centros de cobre (Cu_A y Cu_B), que cambian su estado de reducción (es decir, aceptan o ceden electrones) durante la producción de electrones de la enzima. La absorción de la radiación del infrarrojo cercano por la citocromo oxidasa sucede principalmente en el centro Cu_A . El espectro de oxidación tiene una forma característica con un amplio pico centrado alrededor de los 800 nm (figura 2.4) que se pierde en la reducción de la enzima. La concentración total de CtOx en el tejido no varía y las mediciones en la

espectroscopía del infrarrojo cercano de los cambios en la $CtOx$, muestran alteraciones en la concentración en estado reducido de Cu_A dentro de la citocromo oxidasa.

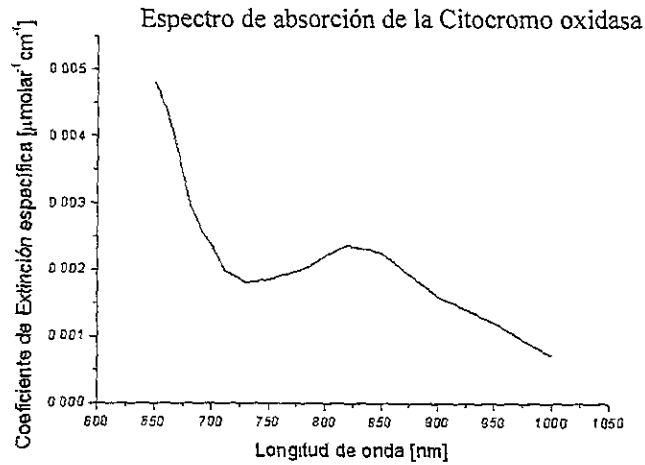


Figura 2.4 Espectro de absorción en $\mu\text{molar}^{-1} \text{cm}^{-1}$ de la citocromo oxidasa en el intervalo de longitud de onda de 650 nm a 1000 nm.

La magnitud de los coeficientes de extinción específicos de la citocromo oxidasa son similares a los de la hemoglobina, pero como la concentración de la oxidasa en el tejido vivo está generalmente al menos un orden de magnitud por debajo del de la hemoglobina, las mediciones de la citocromo oxidasa con técnicas ópticas no son tan fáciles como las de la hemoglobina. Cuando el oxígeno limita la tasa de consumo de oxígeno por la citocromo oxidasa, el centro Cu_A se reduce en mayor grado, por lo que la absorbancia de la luz del infrarrojo cercano por la citocromo oxidasa puede ser utilizada como un indicador de la disponibilidad de oxígeno a un nivel celular y del metabolismo celular.

Mioglobina

Existen otros componentes del tejido como la mioglobina que pueden ser grandemente ignorados en el infrarrojo cercano pero no en el visible, debido a que contribuyan en mayor o menor grado en la atenuación total.

Algunos tipos de tejido

Tomando en cuenta el incremento en la dispersión a longitudes de onda bajas, el intervalo útil es aproximadamente de 600 nm a 900 nm. La Tabla 2.1 muestra coeficientes de absorción y dispersión para diferentes tipos de tejido^[46].

El hecho de que la dispersión en el cerebro neonatal es baja en comparación con la del cerebro adulto, combinado con el tamaño pequeño de la cabeza neonatal (6-12cm) y la delgada *capa de líquido cefalorraquídeo*, sugiere que la luz probablemente penetre a mayor profundidad dentro de la *materia blanca* del cerebro neonatal comparado con la del adulto, proponiendo la factibilidad de la modalidad de imagenología del cerebro neonatal. El espesor de la *capa de líquido cefalorraquídeo* es importante porque muestra baja absorción y casi ninguna dispersión, por lo que actúa como una guía de luz, la cual puede canalizar los fotones alrededor de la cabeza sin penetrar mucho en la *materia gris* y en la blanca^[46]. La mayoría de las mediciones presentes en la Tabla 2.1 fueron hechas utilizando muestras de tejido *in vitro* que pueden dar resultados muy diferentes a los resultados *in vivo*, por lo que los datos deben ser tomados con cierta reserva.

Tipo de tejido	Muestra	λ [nm]	μ_a [mm ⁻¹]	μ_s [mm ⁻¹]
Materia gris neonatal	<i>in vitro</i>	650-900	0.04-0.08	0.4-0.9
Materia blanca neonatal	<i>in vitro</i>	650-900	0.04-0.07	0.5-1.2
Cerebro adulto	<i>in vitro</i>	700-900	0.1-0.2	2-5
Materia gris adulto	<i>in vivo</i>	811	0.018-0.019	0.48-0.74
Materia gris adulto	<i>in vivo</i>	849	0.018-0.019	0.45-0.74
Materia blanca adulto	<i>in vivo</i>	849	0.013	0.98
Cráneo adulto	<i>in vivo</i>	849	0.022	0.91
Materia gris adulto	<i>in vitro</i>	650-900	0.04-0.06	1.9-2.2
Materia blanca adulto	<i>in vitro</i>	650-900	0.02-0.03	8-10
Cerebro de cerdo	<i>in vitro</i>	630	0.026	5.7
Cráneo de cerdo	<i>in vitro</i>	650-900	0.04-0.05	2.63-1.32
Tejido sano de seno	<i>in vitro</i>	700-900	0.022-0.075	0.53-1.42
Carcinoma de seno	<i>in vitro</i>	700-900	0.045-0.050	0.89-1.18
Tejido sano de seno	<i>in vivo</i>	800	0.002-0.003	0.72-1.22

Tabla 2.1 Coeficientes de absorción y dispersión para diferentes tipos de tejido

2.2.7 Técnicas para medir el factor de la longitud de camino diferencial (FLCD) en el tejido

Método del tiempo de vuelo

Para determinar el tiempo de vuelo de la luz a través del tejido, se utiliza un láser de pulsos de picosegundos y detectores ultrarrápidos. El haz del láser se divide y una parte se toma directamente como referencia del tiempo. La otra parte del haz se dirige a través de la muestra de tejido. La referencia temporal y la señal que ha atravesado la muestra de tejido son registradas simultáneamente. La distancia geométrica d entre el centro de la fibra de transmisión y el centro de la fibra de detección se mide aproximadamente.

La diferencia temporal Δt entre la luz que entra y la que se transmite en el tejido es utilizado en el cálculo del factor de la longitud de camino diferencial en una aproximación simple del tiempo de vuelo:

$$FLCD = \frac{LCD}{d} = \frac{c_v \Delta t}{dn} \quad (2.32)$$

donde c_v es la velocidad de la luz en el vacío, n es el índice de refracción del tejido (generalmente tomado como 1.40)^[44].

Espectrómetro óptico de intensidad modulada

En lugar de realizar mediciones espectroscópicas en el dominio temporal se pueden realizar en el dominio de frecuencias, con un monitoreo continuo del camino total que la luz del infrarrojo cercano recorre a través

del tejido. La figura 2.5 a y b, muestra esquemáticamente las mediciones de la razón diferencial de la longitud del camino óptico en el dominio temporal^[47-49] y de frecuencias^[50-52].

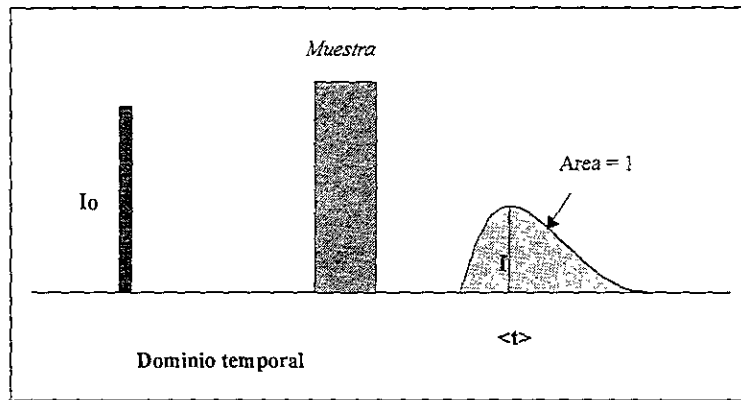


Figura 2.5.a Mediciones del FLC en el dominio temporal

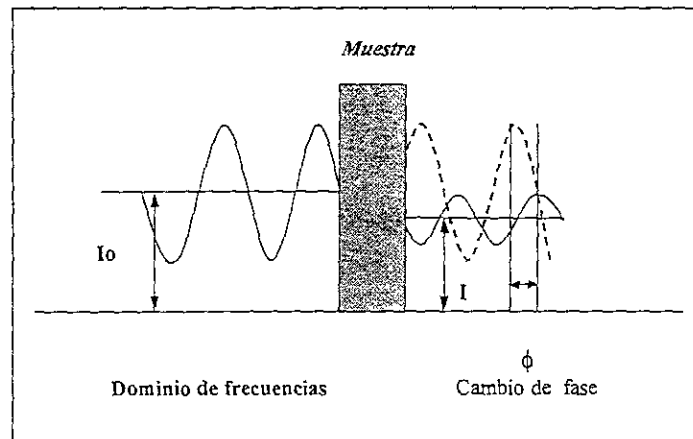


Figura 2.5.b Medición del FLC en el dominio de frecuencias

Una fuente de láser continua es modulada desde frecuencias de corriente directa hasta unos cuantos cientos de MHz y se registra la diferencia de fase entre la luz que entra y la que sale del tejido. Si P es la diferencia de fase en radianes, entonces para las frecuencias de modulación disponibles menores a 200 MHz, la distancia total recorrida a través del tejido (LCD) es^[44]

$$LCD = \frac{Pc_v}{2\pi fn} \quad (2.33)$$

donde f es la frecuencia de modulación.

Para algunos estudios clínicos se ha desarrollado un espectrómetro de este tipo^[44]. Consiste de cuatro fuentes diodo láser de intensidad modulada que producen luz en la región del infrarrojo cercano que permite medir la longitud del camino óptico para cada longitud de onda y simultáneamente realizar mediciones de espectroscopía convencional para determinar el cambio en la concentración de Hb, HbO₂ y CtOx. El cambio en la atenuación medida puede ser corregido por las variaciones de la longitud del camino óptico. Como la distancia medida es la longitud total del camino óptico, este instrumento hace innecesaria la

medición manual de la distancia geométrica d y representa un mejoramiento en la precisión de las mediciones espectroscópicas y de la longitud de camino óptico.

2.2.8 Factores que influyen en la longitud total del camino óptico

La longitud del camino óptico depende de los siguientes factores:

Tipo de tejido

Mediciones del FLCD en cabezas de recién nacidos y adultos, en antebrazos y pantorrillas marcan una diferencia entre estos cuatro tipos de tejido ya que depende directamente de la proporción de tejido suave, músculo y hueso en el tejido iluminado^[44].

Coefficiente de absorción y longitud de onda

Existe una relación entre el FLCD y la longitud de onda, por tanto, del coeficiente de absorción en la cabeza de adulto, el antebrazo, la pantorrilla (in vivo) y la cabeza infantil. El FLCD ha sido estimado a partir del tiempo medio de vuelo medido entre 740 y 840 nm y en todos los tejidos generalmente decrece con el incremento de la longitud de onda aunque también exhibe características de absorción de la Hb^[44].

Geometría del emisor-detector

En simulaciones por computadora se ha visto que el FLCD para un objeto esférico depende de la posición angular. El FLCD puede variar significativamente entre emisor-detector a ángulos de 180° a 60° y más rápidamente para ángulos menores. Un estudio experimental mostró que en todos los tejidos, la razón diferencial de la longitud de camino óptico, inicialmente disminuye con el incremento de la distancia geométrica d . El valor llegó a ser casi constante para distancias fuente-detector arriba de 2.5 cm^[44].

2.3 Tomografía óptica

La tomografía óptica se ha desarrollado entre otras cosas para la visualización del estado de oxigenación del tejido (como el del cerebro). Se basa en que el tejido humano tiene una relativa transparencia a la luz del infrarrojo en el intervalo de 700-1000 nm al lado del espectro visible altamente atenuado^[12].

Los coeficientes de dispersión (μ_s) de muchos tejidos suaves han sido medidos en varias longitudes de onda y están normalmente en el intervalo de 10-100 mm⁻¹. Como consecuencia las mediciones de la intensidad transmitida a través de unos pocos milímetros de tejido son dominadas por la dispersión de la luz y el contraste de las imágenes está gobernado por las interacciones de los fotones en la superficie. El grado de dispersión generalmente decrece con el incremento de la longitud de onda, aunque la elección de la longitud de onda se complica con la necesidad de considerar las características ópticas relativas de los diferentes tejidos bajo investigación, la disponibilidad de fuentes convenientes y la sensibilidad del detector^[12].

En general, la tarea en tomografía óptica es desarrollar aproximaciones sobre el funcionamiento de la transluminación por dos vías. Una es la aproximación directa, que se basa en asumir que los fotones menos dispersados proveen una mejor resolución espacial, ya que así se propagarían casi en línea recta a través del tejido. La imagenología de tomografía óptica involucra entonces filtros apropiados o "compuertas" para aislarlos de los componentes transmitidos de dispersión múltiple. Se ha propuesto una gran variedad de

técnicas de compuertas y medidas experimentales, las cuales se describen más adelante aunque para mayor detalle se recomienda consultar la referencia [46], ya que no es la finalidad de esta tesis.

Algunas técnicas se basan en que una fracción de fotones pueda propagarse sin dispersión o pérdida de la polarización o coherencia inicial, mientras otras técnicas hacen un filtro de acuerdo a las longitudes de los caminos de los fotones^[45].

La otra aproximación es la indirecta, que se basa en asumir que dado un conjunto de medidas de luz transmitidas entre pares de puntos sobre la superficie de un objeto, existe una única distribución tridimensional de dispersores y absorbedores internos. Así, la imagenología de tomografía óptica tiene la tarea de resolver el problema inverso utilizando un modelo apropiado del transporte de los fotones a través del tejido. En principio, las medidas podrían ser de cualquier tipo incluso la intensidad total transmitida como en el presente trabajo. Sin embargo, son más convenientes las mediciones de una o más características de la distribución temporal de la luz transmitida o en un equivalente en el dominio de frecuencias. Por ejemplo, la técnica de tiempo de vuelo medio del fotón es mucho menos dependiente de las interacciones superficiales que la técnica de la intensidad total transmitida.

Muchos de los sistemas experimentales utilizados para imágenes ópticas de tejidos utilizan haces de luz y detectores con pequeñas áreas sensibles^[45]. En la imagenología directa, propósito del presente trabajo, frecuentemente se barre linealmente sobre una superficie bidimensional como se ilustra en la figura 2.6.

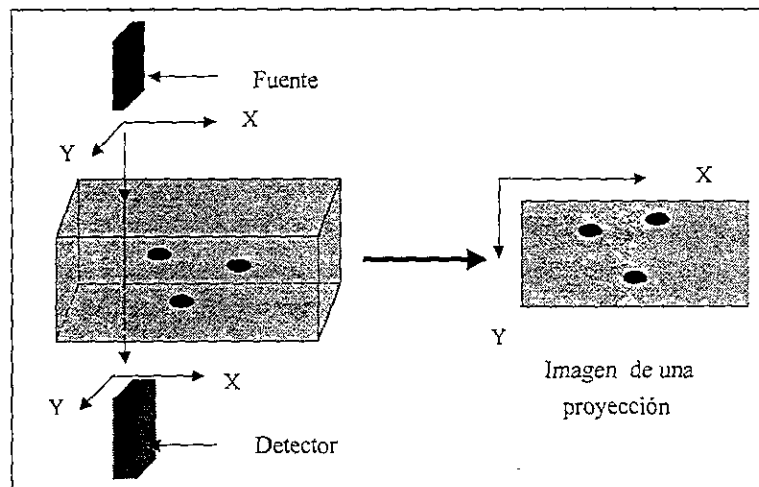


Figura 2.6 Barrido lineal sobre una superficie bidimensional

2.3.1 Técnicas de la tomografía óptica

Las técnicas que se utilizan en *imagenología del infrarrojo cercano (IIRC)* y en la *espectroscopía del infrarrojo cercano (EIRC)* son las de intensidad continua, intensidad modulada y de resolución temporal^[46] (figura 2.7).

Los detectores utilizados en la técnica de intensidad continua miden los cambios en la atenuación, registrando el cambio en la intensidad de la luz que sale de la superficie del tejido respecto a la que entra. Es posible entonces calcular μ_a y μ'_s , ajustando los datos a un modelo de transporte de luz^[3]. Esta técnica es la utilizada en este trabajo por ser la más simple de implementar y más barata respecto a las otras dos.

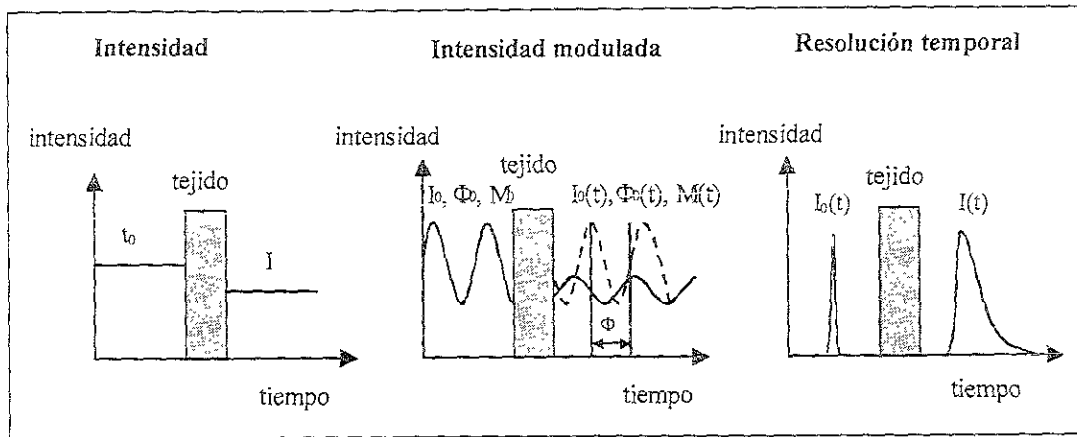


Figura 2.7 Técnicas utilizadas en espectroscopía e imagenología del infrarrojo cercano

En la técnica de intensidad modulada, una fuente de luz (típicamente una corriente modulada de un diodo láser) es modulada en intensidad por *radio frecuencia (RF)*, midiendo la intensidad detectada (I), el cambio de fase (ϕ) y la profundidad de modulación (M) relativas a la señal de entrada^[3].

La técnica de resolución temporal, mide la respuesta temporal del tejido a un pulso láser ultracorto (de pocos picosegundos). La distribución temporal de la luz que sale de la superficie del tejido es comúnmente detectada, ya sea con una línea de detectores sincronizados, o con un sistema de *conteo de fotón único de tiempo correlacionado*. En el último caso un detector de conteo registra fotones individuales y mide su tiempo de vuelo relativo a un pulso de referencia. De esta manera se construye un histograma de distribución de tiempo de llegada (también llamada *función de esparcimiento puntual temporal FEPT*). La función de esparcimiento puntual puede ser interpretada como una respuesta al impulso por el tejido examinado con un arreglo óptico fuente-detector; su forma y desplazamiento temporal dependen de las propiedades ópticas del medio^[3].

2.3.2 Métodos de obtención de imágenes

Existe una variedad de técnicas experimentales para la imagenología óptica en la medicina como son el método de *detección colimada*, *discriminación de polarización*, *compuerta coherente*, *disparo ultrarrápido*, *cámara lineal* y algunas otras en el dominio de frecuencias que se describen detalladamente en las referencias [46] a [54].

2.3.3 Modelos de transporte de luz en el tejido

La propagación de la luz a través del tejido esta gobernada principalmente por las interacciones de absorción y dispersión, siendo la última el mecanismo dominante. Por consecuencia un pulso muy corto de luz colimado al entrar en un medio altamente dispersor como el tejido, llega a ser difuso y disperso en el tiempo después de sólo unos pocos milímetros de camino (figura 2.8).

La propagación de la luz en el tejido puede ser descrita, en principio, utilizando la teoría electromagnética. El tejido puede ser considerado como un medio aleatorio y entonces las variaciones del campo eléctrico pueden ser descritas con las ecuaciones de Maxwell. Dicho tratamiento no es factible por la complejidad del problema. En lugar de ello, el problema puede simplificarse ignorando los fenómenos ondulatorios como la

interferencia, la polarización y las propiedades de partículas como las colisiones inelásticas. Esto da una buena aproximación para espesores grandes (mayor a algunos mm) de tejido biológico en el infrarrojo.

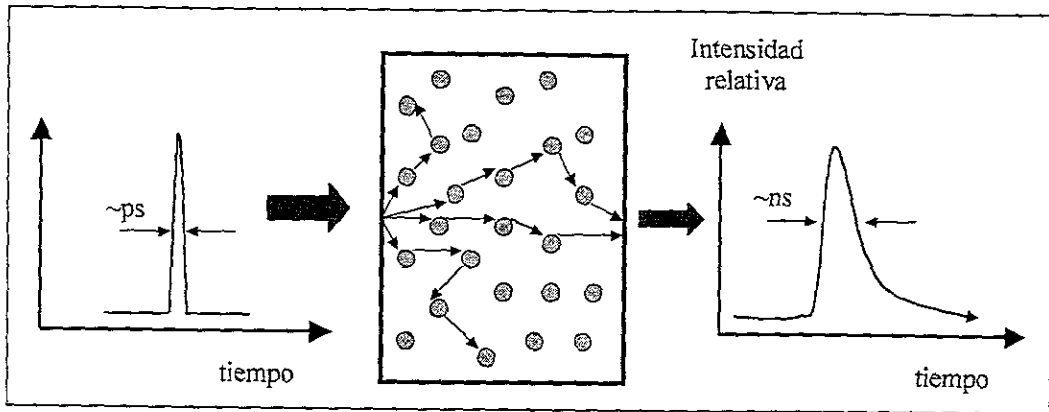


Figura 2.8 Modelo de propagación de un pulso de luz a través del tejido

Existen diferentes modelos para describir el transporte de luz en el tejido como el modelo de la *ecuación de transferencia radiativa (ETR)*, los modelos determinísticos como el de *aproximación de difusión de la ETR* y el de la *teoría de Kubelka-Munk*, los modelos estocásticos como el método de *Monte Carlo (MC)* y el de la *caminata aleatoria (CA)* que se describen en mayor detalle en las referencias [3], [30], [43], [48] y [55] a [59].

2.4 Aplicaciones médicas

En los últimos años se han invertido esfuerzos considerables en los sistemas de imágenes tomográficas que utilizan luz del espectro del infrarrojo cercano^[2-16,18-23]. La tecnología para hacer medidas de transmisión de luz en sujetos humanos está actualmente disponible en algunos casos^[3] y en otros está en desarrollo y ha sido aplicada en una variedad de estudios piloto concernientes con el monitoreo de oxigenación de la sangre, detección de hemorragias, imágenes funcionales de la actividad del cerebro, diagnósticos de la enfermedad de Alzheimer, diagnósticos tempranos de enfermedades reumáticas en articulaciones y detección de cáncer de mama. Sin embargo, el mayor reto consiste en el desarrollo de algoritmos que reconstruyan eficientemente las mediciones en imágenes de secciones transversales de varias partes del cuerpo.

En la tomografía óptica se han hecho pruebas sobre maniqués de propiedades ópticas del tejido humano, y su fase en tejido in vivo esta en desarrollo. El presente trabajo esta enfocado para realizar pruebas experimentales en cuerpos geométricos semitransparentes a la luz visible de longitud de onda de 650 nm. Y entonces a partir de estas pruebas, aplicarlo a maniqués con propiedades ópticas semejantes a las del tejido humano. En seguida se describen algunas de las aplicaciones de la tomografía óptica.

2.4.1 Tomografía óptica de imágenes de cerebro neonatal

El potencial clínico de esta técnica es detectar enfermedades del seno y la obtención de imágenes cerebrales de recién nacidos^[3]. Una de las ventajas de esta técnica es que su radiación es no ionizante. Es por ello que la tomografía óptica a futuro se puede ver como una modalidad importante en el diagnóstico y tratamiento de enfermedades.

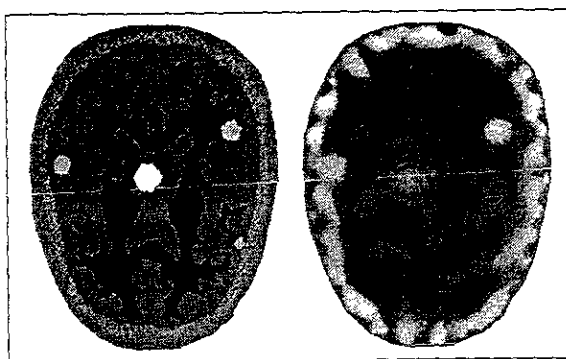


Figura 2.9 Imágenes de un maniquí de un cerebro neonatal. La imagen de la izquierda muestra una rebanada del maniquí y la imagen derecha su reconstrucción después de 100 iteraciones utilizando el método del gradiente conjugado^[12,23].

La imagen izquierda de la figura 2.9 muestra una imagen de una rebanada del maniquí de un cráneo de recién nacido y la imagen derecha, su reconstrucción después de 100 iteraciones utilizando el método de *gradiente conjugado* descrito en las referencias [12] y [23]. Los parámetros ópticos de modelo del cráneo se muestra en la Tabla 2.1.

		μ_a [mm ⁻¹]
Tejido normal	piel	0.022
	hueso	0.025
	materia gris	0.02
	materia blanca	0.01
Lesiones	centro	0.1
	arriba izquierda	0.02
	arriba derecha	0.05
	abajo derecha	0.05

Tabla 2.1 Parámetros ópticos del modelo de un cráneo neonatal

2.4.2 Tomografía óptica modulada por ultrasonido

La modulación ultrasónica de onda continua de luz láser dispersada (figura 2.10) ha sido utilizada por primera vez para obtener imágenes de objetos en simulaciones de tejido de medios turbios (flujo sanguíneo por ejemplo) o densos^[60].

La hipótesis es que la onda ultrasónica enfocada sobre el medio turbio modula la luz del láser que pasa a través del punto focal ultrasónico. La luz del láser modulada detectada por un tubo fotomultiplicador refleja las propiedades ópticas y mecánicas en la zona focal. Objetos ocultos en maniqués de tejido de 5 cm de espesor pueden ser localizados con resolución milimétrica por barrido y detección de alteraciones de las señales ópticas moduladas por ultrasonido^[60]. La tomografía óptica modulada por ultrasonido se basa en

fotones difusos abundantes. Esta técnica tiene el potencial de proporcionar una herramienta de diagnóstico no invasiva, no ionizante y barata para enfermedades como el cáncer de mama.

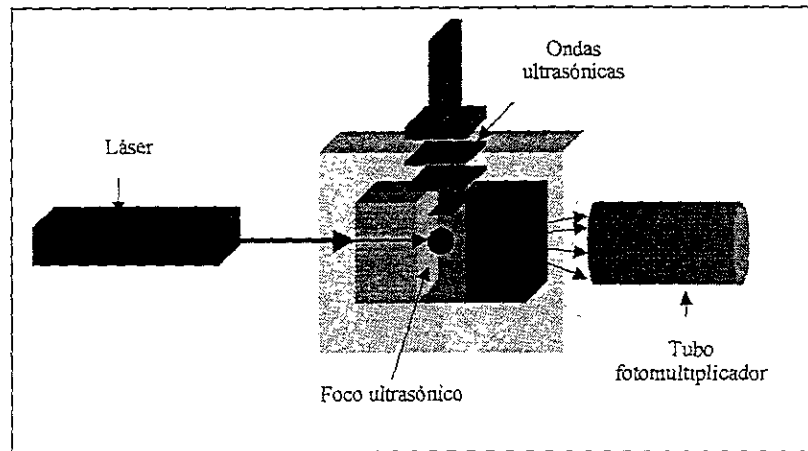


Figura 2.10 Tomografía óptica modulada por ultrasonido

2.4.3 Tomografía óptica para la localización de hematomas

La luz en un intervalo de 800 a 1100 nm del espectro del infrarrojo cercano es absorbida débilmente por el tejido humano. De aquí que es posible detectar una parte de la luz retrodispersada en una distancia de pocos centímetros del punto de irradiación. Dependiendo de la distancia horizontal de la fuente al detector, las trayectorias de los fotones forman un perfil con forma de banana con diferentes profundidades de penetración como se muestra en la figura 2.11.

A una distancia de 5 centímetros, los fotones dispersados pueden penetrar la piel humana, el cráneo, espacio lícioso y partes del tejido cerebral. Como la hemoglobina tiene un coeficiente de absorción mucho más alto que el del líquido cefalorraquídeo, un hematoma *subdural* entre el cráneo y el cerebro reducirá la cantidad de fotones retrodispersados. Esto decreta la señal en el fotodetector. Las mediciones en diferentes posiciones a la izquierda y a la derecha de la cabeza proporciona una poderosa herramienta para la localización de hematoma. Para mayor detalle ver las referencias [6], [61] y [62].

2.4.4 Tomografía óptica utilizando tintes fluorescentes

Se están desarrollando tecnologías de imagenología de 2D y 3D para tejidos biológicos, utilizando la transmisión de luz del infrarrojo cercano altamente dispersada con y sin la adición de tintes fluorescentes exógenos. Este método, que surge de investigación no invasiva, será potencialmente útil en una variedad de aplicaciones, incluyendo el monitoreo no invasivo de cáncer de mama y la visualización en tiempo real de los procesos hemodinámicos en el cerebro. Para mayor detalle consultar la referencia^[63].

2.4.5 Tomografía óptica difusa

En la tomografía óptica difusa las mediciones de propagación de luz difusa en el tejido podrán proporcionar nueva información al campo de la medicina acerca de la hemodinámica, citocromos, lípidos, agua y metabolismo del tejido. Para mayor detalle consultar la referencia [64].

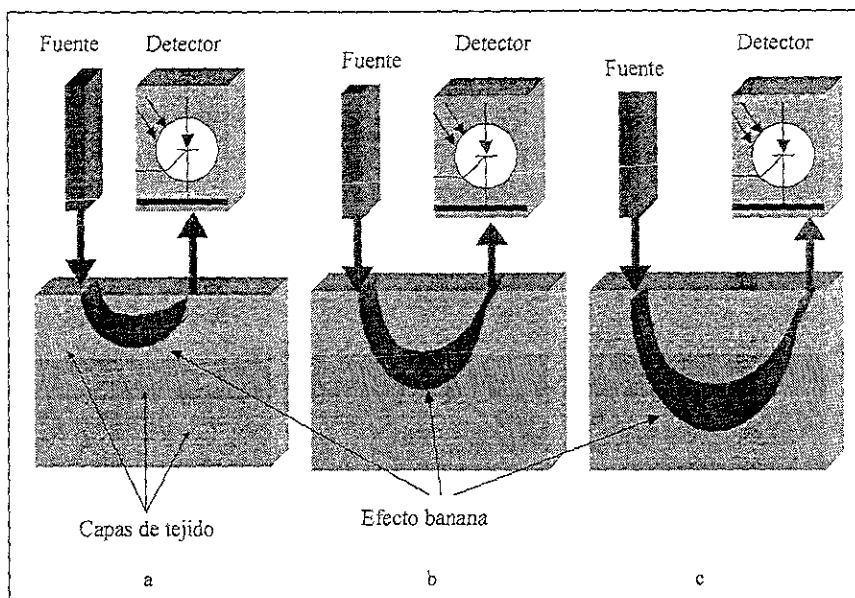


Figura 2.11 Efecto banana de la dispersión para tres distancias horizontales a), b) y c) entre la fuente y el detector. A mayor distancia (caso c) se detecta la retrodispersión de capas más profundas



Prohibida la reproducción total o parcial
sin autorización por escrito del autor.

Impreso en:

ArtékniKa

INSTITUTO POLITECNICO NACIONAL NO. 1855-X
COL. LINDAVISTA, C.P. 07300 MEXICO, D.F.
TEL. 5586-7198 FAX. 5752-5346

Capítulo 3

RECONSTRUCCIÓN DE IMÁGENES

En este Capítulo se desarrolla el análisis de la atenuación de un haz de luz al atravesar un objeto y se describen los métodos de reconstrucción de imágenes de retroproyección, iterativo o algebraico y analítico.

Considérese un objeto homogéneo a través del cual pasa un haz láser. El factor de atenuación por unidad de distancia tiene la relación

$$\frac{N_f - N_d}{N_d} = \mu_{tr} \Delta l \quad (3.1)$$

donde N_f es el número de fotones que salen de la fuente, N_d el número de fotones que llegan al detector, μ_{tr} el factor de atenuación de transporte por unidad de distancia y Δl la distancia recorrida por los fotones. Resolviendo esta ecuación diferencial con respecto a l se obtiene:

$$N(l) = N_f e^{-\mu_{tr} l} \quad (3.2)$$

En realidad μ_{tr} no es constante debido a que el objeto no se compone de un material homogéneo. La dependencia de la posición se denota por $\mu_{tr}(x, y)$. El exponente es remplazado por la integral de línea, y la medida del número de fotones N_d está dada por:

$$N_d = N_f e^{-\int_{trayectoria} \mu_{tr}(x, y) ds} \quad (3.3)$$

Alternativamente,

$$\int_{trayectoria} \mu_{tr}(x, y) ds = \ln \left(\frac{N_f}{N_d} \right) \quad (3.4)$$

en donde la cantidad del lado izquierdo representa la proyección $P_{\theta}(l)$. Se supone aquí que los haces láser son monocromáticos, pero en la práctica esto no es cierto. La ecuación del detector se modifica, quedando como:

$$N_D = \int N_f(E(\lambda)) e^{-\int \mu_{tr}(x,y,E(\lambda)) ds} dE(\lambda) \quad (3.5)$$

donde N_D es el número total de fotones de todas las energías registradas en el detector, mientras que $N_f(E(\lambda))$ es el número de fotones de energía $E(\lambda)$, que salen de la fuente y $\mu_{tr}(x,y,E(\lambda))$ es el factor de atenuación en la posición (x,y) para la energía $E(\lambda)$.

Considerando un haz láser monoenergético que pasa a través del tejido, la radiación de dispersión es minimizada debido a un volumen mínimo. La intensidad transmitida I está relacionada con la intensidad incidente I_0 por la fórmula de atenuación exponencial:

$$I = I_0 \exp[-(\mu_{tr1} + \mu_{tr2} + \mu_{tr3} + \dots)s] \quad (3.6)$$

donde $\mu_{tr1} + \mu_{tr2} + \mu_{tr3} + \dots$ son los coeficientes de atenuación de transporte para una longitud de onda λ en particular y donde los subíndices se refieren a los tejidos de longitud constante s atravesados por el haz. Esto puede ser escrito como

$$\ln\left(\frac{I_0}{I}\right) = (\mu_{tr1} + \mu_{tr2} + \dots + \mu_{tri} + \dots + \mu_{trn})s = s \sum_{i=1}^n \mu_{tri} \quad (3.7)$$

La medida de la intensidad transmitida está en función de la suma de los coeficientes de atenuación de transporte de los puntos (x,y) que atraviesa un haz en particular. Esto es llamado la suma del haz (p) y es la información básica a partir de la cual puede ser reconstruida la imagen.

Si el plano a ser reconstruido es dividido en una matriz de $n \times n$ pixeles, un total de n medidas independientes de la intensidad transmitida se registran desde trayectorias de diferentes direcciones de la matriz. Esto puede hacerse moviendo la fuente láser y el detector en una sección transversal de la matriz para registrar n valores de intensidad sucesiva I_1 a I_n .

La secuencia de intensidades o la correspondiente suma de los haces p_1 a p_n es conocida como perfil p_{ω_1} de intensidad o suma de haces para un ángulo ω_1 . Si el láser y el fotodetector son rotados juntos, a través de un ángulo pequeño, puede obtenerse y registrarse un segundo perfil p_{ω_2} .

El haz del láser tiene un ancho finito y éste puede ser tomado como el ancho w del pixel. En el primer perfil no hay duda de cuales pixeles contribuyen a la atenuación, pero en el caso de perfiles oblicuos varias fracciones de pixeles son atravesadas por el haz al mismo tiempo. La contribución de cualquier pixel i está en función de la distancia recorrida w_j por el haz j a través de él. Entonces, la suma del haz p_j por los n pixeles intersectados está dada :

$$p_j = \sum_{i=1}^n w_{ij} \mu_{tri} \quad (3.8)$$

donde μ_{tri} representa el coeficiente de atenuación de transporte del pixel i .

Las rotaciones se llevan a cabo hasta que se registren suficientes datos de manera que la suma de los haces de los perfiles permitan un análisis y reconstrucción de los coeficientes de atenuación de transporte de los pixeles individuales (figura 3.1).

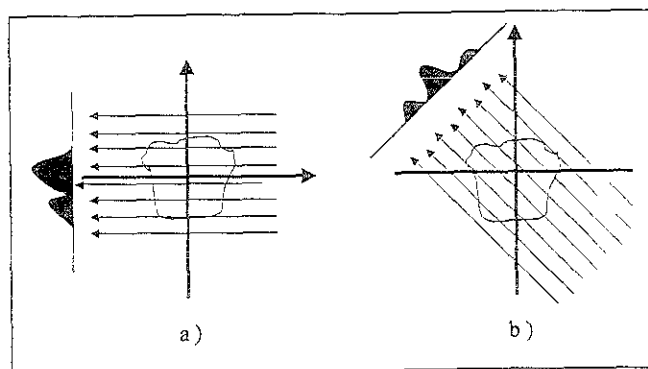


Figura 3.1. a y b Proyección p , a un ángulo a) $\omega = 0^\circ$ y b) $\omega = 45^\circ$

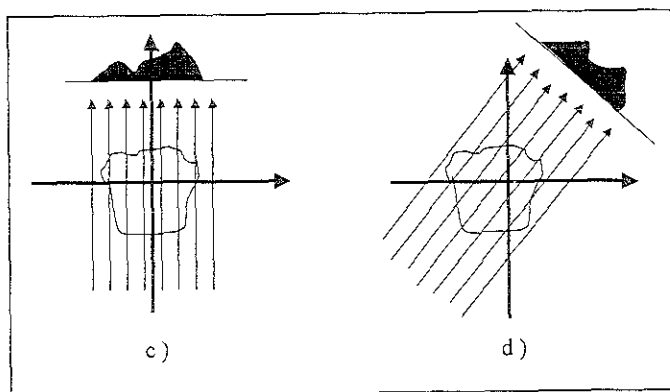


Figura 3.1. c y d Proyección p , a un ángulo c) $\omega = 90^\circ$ y d) $\omega = 135^\circ$

3.1 Métodos de reconstrucción de imágenes

Los métodos de reconstrucción más comunes son los siguientes:

1. Método de retroproyección
2. Método iterativo
3. Método analítico

El objetivo de todos ellos es producir y desplegar una aproximación del coeficiente lineal de atenuación de cada elemento de la matriz imagen. Los tres métodos matemáticos de reconstrucción de imágenes citados serán descritos en las secciones siguientes.

3.3.1 Método de retroproyección

El método de retroproyección, llamado algunas veces "método de las sumas", es el más antiguo para la reconstrucción de imágenes. El principio se muestra esquemáticamente en la figura 3.2, con una reconstrucción bidimensional de un corte transversal de un bloque sólido. El bloque es barrido en los ejes X

y Y , por el movimiento del haz para producir los perfiles de las figuras 3.2.a y 3.2.b. El contraste de las etapas es proporcional a la cantidad de radiación que pasa a través del bloque. Por el centro se transmite una menor cantidad de radiación, haciendo menor el contraste en ese perfil de la imagen. La escala de grises es proporcional a este contraste. Cuando los perfiles de las dos imágenes son superpuestas o retroproyectadas, se obtiene una vaga reproducción del objeto original. En la práctica, deben añadirse mucho más proyecciones para mejorar la calidad de la imagen, pero el principio es el mismo.

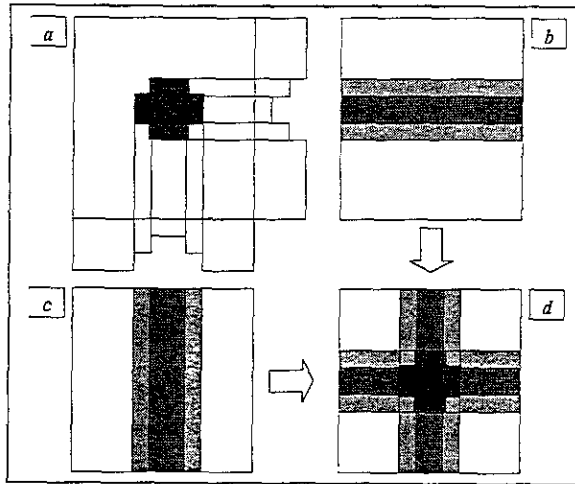


Figura 3.2 Representación de la técnica de retroproyección simple para dos perfiles

Todos los puntos en la imagen retroproyectada reciben contribuciones de densidad de las estructuras vecinas. El efecto resultante se muestra en la figura 3.3.

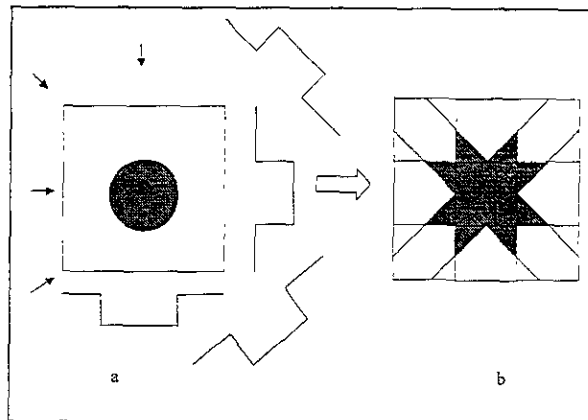


Figura 3.3 Técnica de retroproyección para cuatro perfiles

El círculo oscuro representa un material denso. El material denso atenúa fuertemente el haz y produce picos en los perfiles de la imagen. La retroproyección de los haces de estos picos produce un efecto estrella como se muestra en la figura 3.3.b). Un gran número de proyecciones oscurecerá el efecto estrella pero la densidad del fondo permanece como ruido que deteriora la calidad de la imagen.

Los datos del perfil son retroproyectados en el plano de la matriz imagen $M_{n \times n}$, tomando los valores de cada haz y aplicados a los pixeles que atraviesa. Para cada pixel $pix_{[i,j]}$ de la matriz $M_{n \times n}$ la contribución de las diferentes proyecciones son sumadas, es decir:

$$S_{pix[i,j]} = \sum_{k=1}^m p_k \quad (3.10)$$

donde $pix_{[i,j]}$ es la suma de las m proyecciones p_k que atraviesan al pixel $pix_{[i,j]}$ para todos los ángulos de proyección ω . Esta técnica se ilustra en la figura 3.4

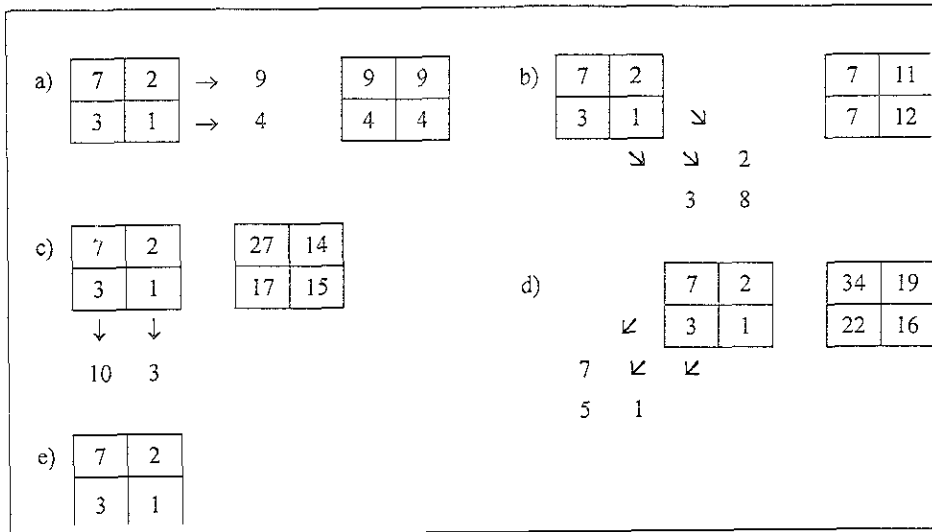


Figura 3.4 Implementación del método de retroproyección

Supóngase que se inicia con la matriz 7,2,3,1 como se ilustra en la figura 3.4. Con la primera proyección las sumas de los haces vistos horizontalmente son medidos como $p_1^{0^\circ}=9$, $p_2^{0^\circ}=4$. La retroproyección coloca esos números dentro de los pixeles que son atravesados por los dos haces. Supóngase ahora que la segunda proyección está a un ángulo de 45° respecto a la primera. La sumas de los haces son $p_1^{45^\circ}=2$, $p_2^{45^\circ}=3$ y $p_3^{45^\circ}=8$, y esos valores son sumados a los pixeles incluidos en la trayectoria de los haces. La tercera proyección vertical da $p_1^{90^\circ}=3$, $p_2^{90^\circ}=10$ y esas son retroproyectadas y sumadas obteniéndose un nuevo total. Realizando una nueva proyección se obtiene $p_1^{135^\circ}=1$, $p_2^{135^\circ}=5$ y $p_3^{135^\circ}=7$ que retroproyectándolas en los pixeles da una suma total de 34,19,22,16. Si ahora, como última etapa se le sustrae un fondo de 13 a todos los valores y se divide entre 3 se obtiene las resultantes 7,2,3,1. Así se obtienen los valores buscados. Este método es demasiado simple para ser puesto en práctica. Las limitaciones se presentan cuando se considera la retroproyección de manera análoga para un solo objeto pequeño y denso. Cada perfil retroproyecta un corte de alta densidad óptica a través de la matriz, resultando un objeto de forma de estrella con $2m$ picos para m proyecciones como se muestra en la figura 3.5

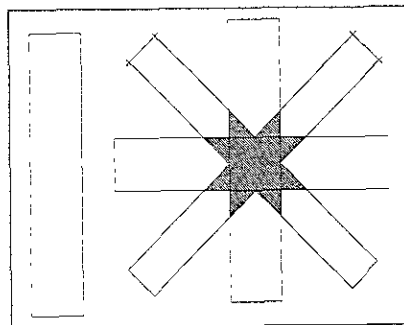


Figura 3.5 Efecto estrella consecuencia de la técnica de retroproyección

3.2.1 Método iterativo

Una reconstrucción iterativa inicia con una suposición, por ejemplo, que todos los puntos de la matriz tienen el mismo valor, y compara esta suposición con los valores medidos, haciéndose correcciones para hacerlos coincidir, y entonces repetir el proceso una y otra vez hasta que los valores medidos sean los mismos o estén dentro de los límites aceptables.

Dependiendo de la secuencia de corrección de la matriz, que puede ser por haz o por un solo punto, existen tres variaciones de reconstrucción iterativa.

Reconstrucción simultánea

Todas las proyecciones para la matriz entera son calculadas al inicio de la iteración y todas las correcciones son hechas simultáneamente en cada iteración.

Corrección haz por haz o técnica algebraica

La suma de un haz es calculada y corregida. Esas correcciones son incorporadas dentro de la suma de un haz futuro, con el proceso para cada haz en cada iteración.

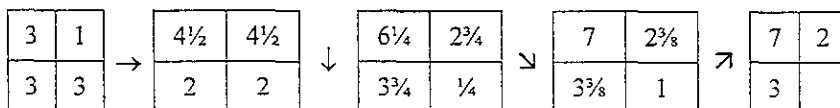
Como punto inicial un valor uniforme es asignado a cada pixel en la imagen y las sumas de los haces son calculadas para cada vista. Esas sumas son entonces comparadas con los valores medidos y las diferencias son utilizadas como correcciones a los pixeles que contribuyen a las sumas del haz en particular. La corrección más simple es la de dividir la diferencia entre la cantidad de pixeles del rayo y sumarle este valor a los valores asumidos o iniciales. El proceso es repetido para cada proyección para completar una iteración. El procedimiento total se repite entonces comparando los nuevos valores calculados con los valores medidos de la suma de los haces. Un ejemplo se ilustra en la figura 3.6.

Tomando la matriz de cuatro pixeles 7,2,3,1, si se asume un valor uniforme inicial de los pixeles de 3,3,3,3, entonces la primera proyección horizontal da sumas calculadas de los haces de $p_1^c=6$, $p_2^c=6$ y sumas de rayos medidos $p_1^m=4$. Así, la corrección para los elementos de p_1 es $\frac{1}{2}(p_1^m - p_1^c) = +3/2$ y para los elementos de p_2 es $\frac{1}{2}(p_2^m - p_2^c) = -1$.

Esto genera una nueva matriz. Para la primera proyección oblicua (45°), $p_1^m=6\frac{1}{2}$, $p_2^m=2$ y $p_1^c=2$, $p_2^c=8$, $p_3^m=3$, obteniéndose una segunda matriz corregida. Enseguida se realiza la corrección para la proyección vertical (90°) y posteriormente para la segunda proyección oblicua (135°) para completar la primera iteración. El resultado se parece al original y se espera que repitiendo el procedimiento se acerque cada vez más al valor verdadero.

Pero los valores podrían tender a "vagar" o dejar de converger, particularmente cuando un gran número de proyecciones son tomadas en secuencia y las sobrecorrecciones pueden ser repetidas.

En la práctica, la convergencia toma lugar más rápidamente cuando se utilizan grandes ángulos entre correcciones de proyecciones sucesivas. Si en la secuencia, la proyección horizontal es seguida de la proyección vertical y después por la primera (45°) y segunda oblicua (135°) el resultado será



	Medido		Calculado		Corrección								
a)	<table border="1"><tr><td>7</td><td>2</td></tr><tr><td>3</td><td>1</td></tr></table>	7	2	3	1	→ 9 → 4	<table border="1"><tr><td>3</td><td>3</td></tr><tr><td>3</td><td>3</td></tr></table>	3	3	3	3	→ 6 → 6	→ +1½ → -1
7	2												
3	1												
3	3												
3	3												
b)	<table border="1"><tr><td>7</td><td>2</td></tr><tr><td>3</td><td>1</td></tr></table>	7	2	3	1	↘ ↘ 2 3 8	<table border="1"><tr><td>4½</td><td>4½</td></tr><tr><td>2</td><td>2</td></tr></table>	4½	4½	2	2	↘ ↘	↘ ↘ -1¼ +½ +1½
7	2												
3	1												
4½	4½												
2	2												
c)	<table border="1"><tr><td>7</td><td>2</td></tr><tr><td>3</td><td>1</td></tr></table>	7	2	3	1	↓ ↓ 10 3	<table border="1"><tr><td>6</td><td>3¼</td></tr><tr><td>2½</td><td>3½</td></tr></table>	6	3¼	2½	3½	↓ ↓ 8½ 6¼	↓ ↓ ¾ -1¾
7	2												
3	1												
6	3¼												
2½	3½												
d)	<table border="1"><tr><td>7</td><td>2</td></tr><tr><td>3</td><td>1</td></tr></table>	7	2	3	1	↙ ↙ 7 5 1	<table border="1"><tr><td>6¼</td><td>1¼</td></tr><tr><td>3¼</td><td>1¼</td></tr></table>	6¼	1¼	3¼	1¼	↙ ↙ 6¼ 4¼ 1¼	↙ ↙ +¼ +¾/16 -5/16
7	2												
3	1												
6¼	1¼												
3¼	1¼												
e)	<table border="1"><tr><td>6¼</td><td>1⁹/₁₆</td></tr><tr><td>3⁷/₁₆</td><td>1⁵/₁₆</td></tr></table>	6¼	1 ⁹ / ₁₆	3 ⁷ / ₁₆	1 ⁵ / ₁₆								
6¼	1 ⁹ / ₁₆												
3 ⁷ / ₁₆	1 ⁵ / ₁₆												

Figura 3.6 Implementación de la técnica algebraica.

Es un tanto fortuito que el resultado sea obtenido en una sola iteración. Normalmente cinco o más iteraciones podrían ser requeridas. La secuencia tiende a converger rápidamente, pero puede ser confundida en las etapas finales por la presencia de ruido o por la falta de datos suficientes. Cada proyección adhiere un término de corrección negativo o positivo, mejorando la suma del haz mismo. Este efecto reduce la intensidad del efecto estrella, pero no puede evitarse completamente. Esta técnica es conocida como *técnica de reconstrucción algebraica*.

Corrección punto por punto

En la técnica de corrección punto por punto, los cálculos y las correcciones son hechas para todos los haces que pasan a través de un punto. Esas correcciones son utilizadas en cálculos posteriores, con el proceso repetido para cada punto.

En la técnica de corrección punto por punto se toman todos los haces que pasan a través de un pixel individual y se aplica un factor de corrección al valor medido, y se procede a hacer lo mismo para cada pixel en la imagen en turno para completar la primera iteración. Esto se conoce como *técnica de reconstrucción iterativa simultánea*.

3.1.3 Método analítico

Los métodos analíticos difieren de los métodos iterativos en que se utilizan fórmulas exactas para la reconstrucción analítica.

Los dos métodos más populares son los siguientes:

1. Análisis de Fourier bidimensional
2. Transformada de Radón

Análisis de Fourier bidimensional

Según el análisis de Fourier, cualquier función espacial o temporal puede ser representada por la suma de un mayor o menor número de ondas seno y coseno con frecuencias y amplitudes determinadas.

Transformada bidimensional de Radon

Considérese una rebanada $\mu(x,y)$ de un objeto sólido (figura 3.8 a). Considérese un conjunto de haces paralelos que intersectan a la rebanada, donde cada haz p está inclinado un ángulo θ con respecto al eje X y puede ser caracterizado por su distancia perpendicular, t , al origen (figura 3.8.b). Se calcula una integral de línea a lo largo de cada haz $p_{\theta(t)}$ y se denota por:

$$T_{\theta}(l) = \int_{P_{\theta(t)}} \mu(x,y) ds \quad (3.11)$$

donde s corre a lo largo de la dirección del haz y $T_{\theta}(t)$ es llamada "transformada de Radon de $\mu(x,y)$ ". Para cada ángulo θ fijo, $T_{\theta}(t)$ es una señal unidimensional para $\theta \in [0, \pi]$, lo que proporciona una colección completa de proyecciones unidimensionales de la rebanada. Sólo se necesita que $\theta \in [0, \pi]$ ya que un intervalo más grande que éste, implicaría duplicación de información. La representación de la ecuación normal de la recta del haz $p_{\theta(t)}$ está dada por:

$$x \cos \theta + y \sin \theta = t \quad (3.12)$$

Utilizando la función delta de Dirac, se tiene una representación alternativa:

$$T_{\theta}(l) = \iint_{R^2} \mu(x,y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - t) dx dy \quad (3.13)$$

El objetivo es reconstruir la rebanada $\mu(x,y)$ a partir de $T_{\theta}(t)$ que generalmente es medida por un arreglo de detectores.

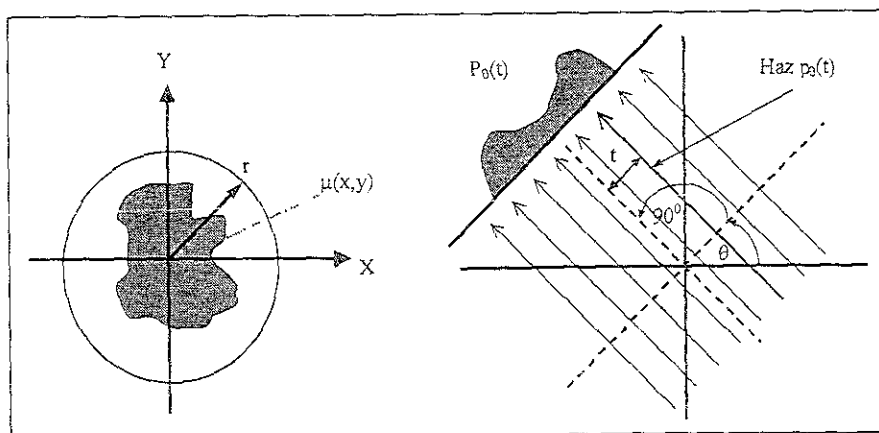


Figura 3.8 Representación a) de una rebanada en el plano cartesiano y b) de la proyección P_θ a un ángulo θ de una rebanada

Capítulo 4

SISTEMA DE TOMOGRAFÍA ÓPTICA

En este capítulo se describe el diseño del dispositivo mecánico, arreglo óptico y sistema electrónico del sistema de tomografía óptica de este trabajo.

4.1 Dispositivo mecánico

El diseño del dispositivo mecánico consiste en un sistema de barrido de la muestra en el plano X - Y y un sistema de rotación del portamuestras en un intervalo de 180° . El diseño del arreglo óptico se compone por dos fotodetectores que se mueven en conjunto con un diodo láser separados a una distancia constante al hacer el barrido X - Y . Los movimientos del arreglo óptico serán controlados por tres motores de pasos, dos para el movimiento X y Y del sistema óptico y otro para la rotación azimutal del portamuestras.

4.1.1 Componentes del sistema mecánico

Motores de pasos

Los motores a utilizar son del tipo *GBM Unipolar Stepper Motors NEMA Size 17*. Los motores de pasos podrán desplazar el arreglo óptico a un ángulo de 1.8° por paso. Las características de funcionamiento de los motores se muestran en la Tabla A.1 del Apéndice A.

Para trasladar linealmente la muestra se utilizarán flechas o ejes adaptados a micrómetros de la marca *Mitutoyo* donde una rotación equivale a un desplazamiento lineal de $360 \mu\text{m}$. Como una rotación del micrómetro equivale a 400 pasos del motor se tendrá una resolución horizontal y vertical de $360/400 \mu\text{m} = 0.9 \mu\text{m}$.

4.1.2 Modelo del barrido del haz sobre la muestra

El modelo consiste en barrer longitudinalmente y verticalmente la muestra a diferentes ángulos. Es decir, el haz láser será proyectado sobre la muestra en el plano X - Y a un ángulo azimutal ω fijo, desde una posición inicial x , hasta una posición final x_f , en intervalos Δx , y con un desplazamiento vertical Δy desde y_i hasta y_f . Repitiendo este proceso desde un ángulo de proyección inicial ω , hasta un ángulo final ω_f , en

intervalos $\Delta\omega$. En la figura 4.1 se muestra la vista superior del prototipo mecánico con el arreglo óptico de un láser y un detector, montado sobre un aro rectangular. El desplazamiento x del arreglo óptico, será proporcionado por un motor de pasos y controlado electrónicamente mediante un micrómetro que controla la rotación para producir el desplazamiento lineal. La muestra se coloca sobre la base circular de 15 cm de diámetro y el barrido sobre el eje X puede ser de la misma magnitud que la del diámetro de la base, y el barrido vertical podrá ser de hasta 10 cm, obteniéndose un área total máxima de barrido X-Y de 15 cm x 10 cm.

La figura 4.2 muestra la vista lateral del sistema mecánico. Las dimensiones de la base son de 30 cm x 30 cm. Se muestran tres motores de pasos, uno de ellos controla el desplazamiento del arreglo láser-detector a lo largo del eje X, el segundo a lo largo del eje Y y el tercero controla el movimiento de rotación azimutal del portamuestras con desplazamientos $\Delta\omega$ de 1.8° .

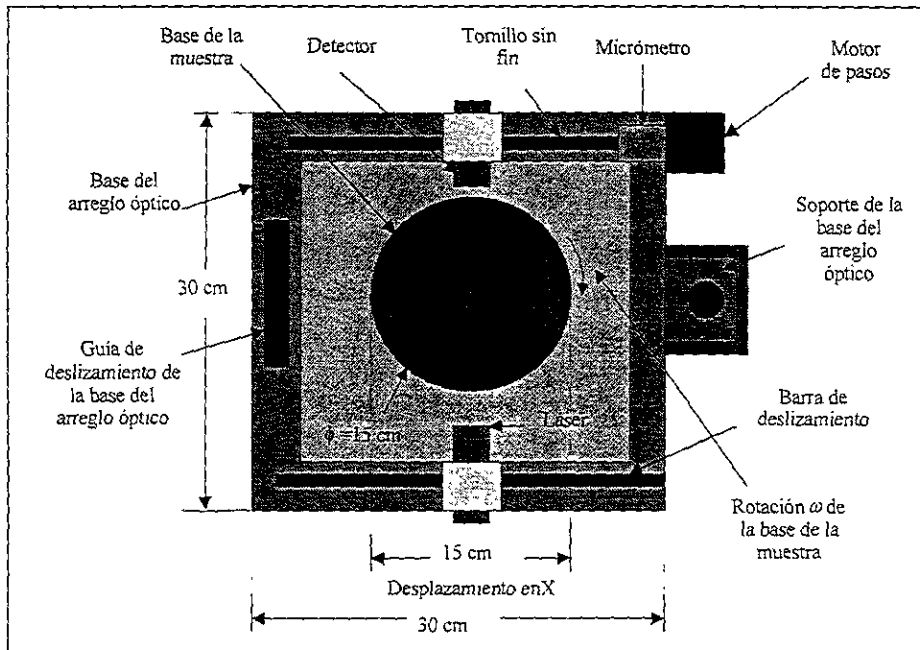


Figura 4.1 Vista superior del modelo del sistema mecánico.

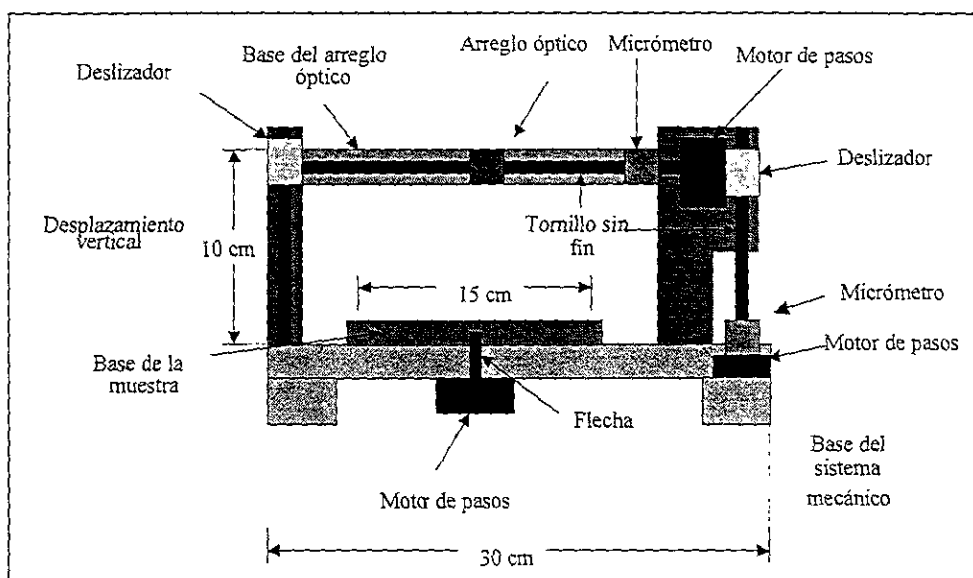


Figura 4.2 Vista lateral del sistema mecánico

4.2 Arreglo óptico

4.2.1 Características de los componentes ópticos

Detectores y láser

Una descripción de las características de los detectores de la *UDT sensors* (del inglés *United Detectors Technology*) se detallan en el Apéndice B. Los fotodetectores que se utilizan en este trabajo son el UDT-451 y el UDT-555 los cuales tienen una área activa de 5.1 mm^2 y 100 mm^2 respectivamente.

La figura B.4 del Apéndice B muestra las características físicas y de operación del láser semiconductor *ALPEC* de 650 nm de longitud de onda. Su forma es cilíndrica con una longitud de 8.38 cm , un diámetro de 2.29 cm y un peso de 90 gr y el diámetro del haz láser es de 1 mm .

Arreglo óptico

El arreglo óptico estará compuesto por un láser de tipo semiconductor de 650 nm de longitud de onda y dos detectores UDT 451, también de tipo semiconductor como se muestra en la figura 4.5

Uno de los detectores registra los fotones que pasan a través de la muestra y otro la luz que se refleja en ella.

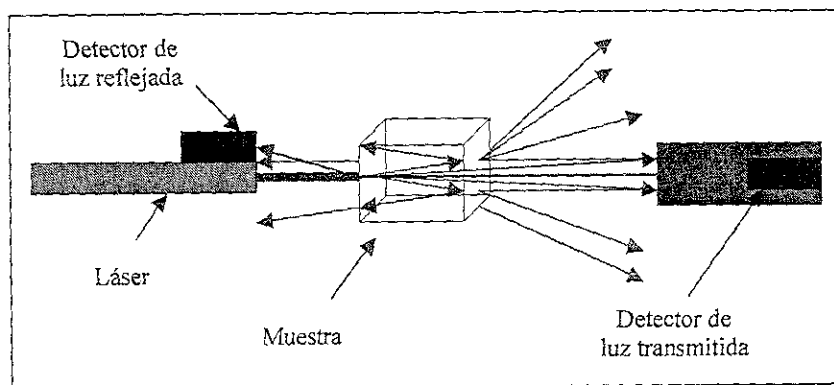


Figura 4.5 Esquema del arreglo óptico formado por un láser semiconductor (650 nm), un detector de luz transmitida a través de la muestra y un detector de luz reflejada

4.3 Sistema electrónico

El sistema electrónico controlará el sistema mecánico de barrido del láser sobre la muestra, el arreglo óptico (láser-fotodetector) y será el medio de interfase del programa para computadora desarrollado para la lectura, almacenamiento y manipulación de los datos experimentales.

El esquema de la figura 4.6 muestra un diagrama a bloques de la interacción entre los diferentes sistemas del dispositivo. Uno de los componentes más importantes del sistema electrónico, es el convertidor analógico digital, que convierte la señal analógica de entrada, proveniente del fotodetector (corriente de fotoelectrones) a una señal discreta digital como salida.

En seguida se describen las características del convertidor analógico digital (CAD), de los motores de pasos, de los micrómetros, así como del arreglo láser detector.

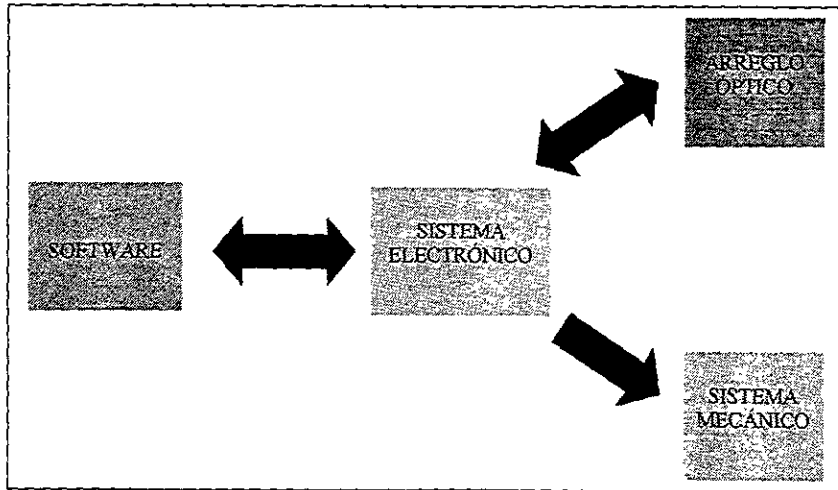


Figura 4.6 Esquema de los sistemas que intervienen en el diseño del dispositivo de tomografía óptica

4.3.1 Convertidor analógico-digital

La máxima señal analógica de entrada al CAD es de 5V por lo que el mínimo valor de voltaje digitalizado es de $5V/2^8 \approx 20$ mV por bit. Esto puede dar una resolución de 256 niveles de gris o colores falsos para formar una imagen (Apéndice C).

4.3.2 Control del sistema

La interfase del puerto paralelo PPI (del inglés *Parallel Port Interfase* Apéndice D) controla las señales que entran y salen de la PC y de los puertos externos (arreglo óptico y sistema mecánico). Los puertos trabajan de manera independiente. Los puertos utilizados para el sistema mecánico son el puerto A y el puerto B.

Se utiliza la misma tarjeta para el control de los tres motores de pasos y para la lectura de los fotodetectores pero no pueden trabajar simultáneamente ambas partes. Los bits utilizados en la parte mecánica para transmitir estas señales son los bits de salida (A_0, \dots, A_3) del puerto A y los bits de salida (B_0, \dots, B_7) del puerto B, provenientes de la PPI (figura 4.8).

La salida digital es optoacoplada para aislar las señales correspondientes de la PC de la corriente y voltaje de la etapa de potencia. Los motores de desplazamiento X , Y del sistema óptico y de rotación ω de la base de la muestra corresponden a los 4 bits menos significativos (B_0, \dots, B_3), los 4 bits más significativos (B_4, \dots, B_7) del puerto B y los 4 bits menos significativos (A_0, \dots, A_3) del puerto A, respectivamente.

En la parte óptica, se reciben las señales provenientes del CAD (Apéndice C) con una resolución de 8 bits (D_0, \dots, D_0). Los bits generados tienen sus líneas conectadas a los bits correspondientes del puerto B (B_0, \dots, B_7) de la PPI. El CAD puede controlar la selección de hasta ocho canales o fotodetectores por medio de tres bits (C_0, \dots, C_2) del puerto C. Se tiene un tiempo de retardo por programación de 1 mseg, siendo en este sistema el tiempo mínimo por conversión del CAD.

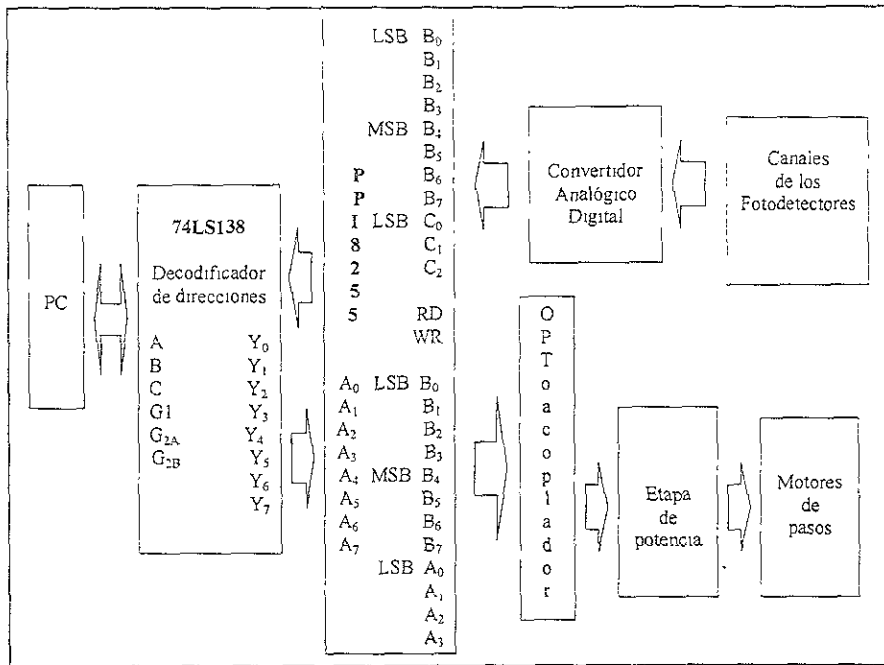


Figura 4.7 Interfase del puerto paralelo PPI

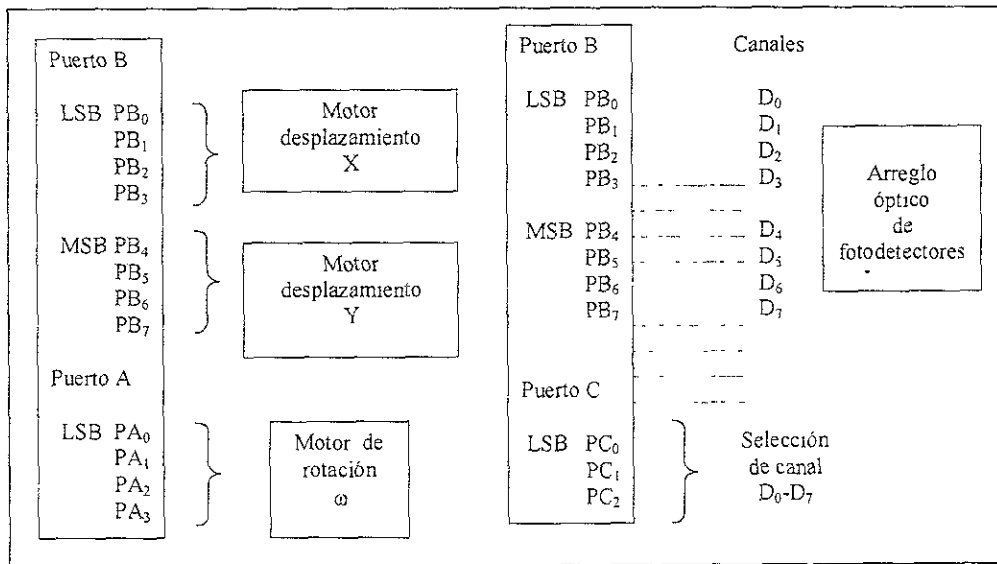


Figura 4.8 Esquemas de los puertos A, B y C del PPI8255 con el sistema mecánico y con el sistema óptico

4.3.3 Etapa de potencia

La etapa de potencia comprende la recepción de las señales digitales por los puertos de la PPI y a su vez se dirigen hacia los 3 motores de paso, transformándolas en señales analógicas de potencia. Las señales de las fases de los motores que provienen de la PPI son optoacopladas, con el fin de aislar la tierra entre la PC (con señales del orden de mA) y la etapa de potencia (del orden de amperes).

Capítulo 5

METODOLOGÍA

En este capítulo describe la metodología donde se desarrolla el modelo físico de la transmisión del haz láser sobre un objeto, el algoritmo del programa fuente de computadora para la reconstrucción de la imagen a partir de la luz transmitida, los diagramas de flujo de la ejecución del programa y una breve descripción de algunos de sus procedimientos.

5.1 Algoritmos

Se desarrolló un programa de computadora para registrar, almacenar y manipular los datos experimentales con el objetivo de obtener imágenes de tomografía óptica. El menú de opciones comprende en esencia lo siguiente:

- registro y lectura de archivos de datos experimentales,
- graficación de los datos experimentales,
- calibración de los detectores,
- barrido X-Y sobre la muestra,
- reconstrucción de la imagen tomográfica.

Para la formación de la imagen se utilizan dos algoritmos de reconstrucción de imágenes: el método de retroproyección y el método iterativo (capítulo 3).

Los programas y subprogramas se estructuraron principalmente con procedimientos y funciones específicas. En seguida se describe el modelo físico de las proyecciones, el análisis del programa y su ejecución.

5.1.1 Modelo físico de las proyecciones

Generación de la proyección

La reconstrucción de la imagen se obtiene a partir de la matriz *Imagen* (figura 5.1) y por las intensidades medidas de los rayos láser o haz (*t*) al pasar a través de los píxeles $[i,j]$ de la matriz. El giro de la matriz *Imagen* propone obtener las proyecciones a diferentes ángulos (figura 5.2), para obtener una serie de perfiles de la muestra que será atravesada por el haz láser.

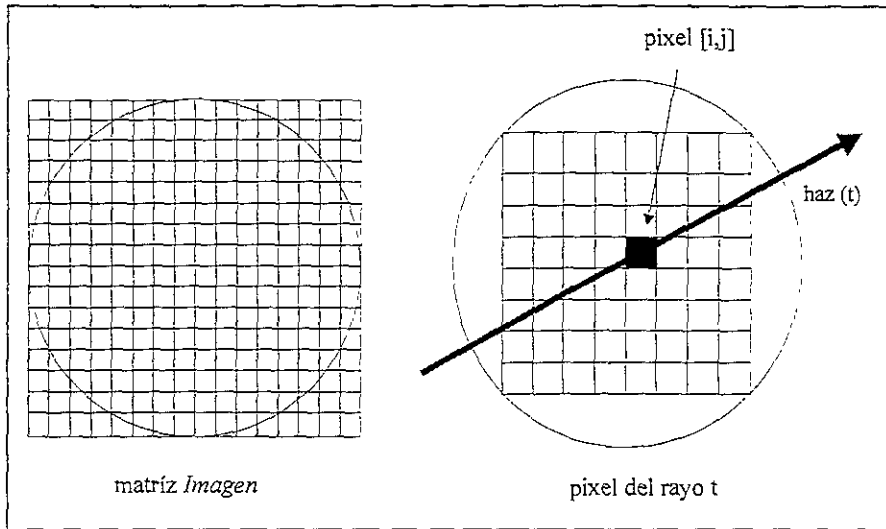


Figura 5.1 Representación matricial de la imagen

La idea fundamental es que la proyección se genere debido a la interacción entre la luz del láser y las sustancias que componen el objeto por examinar. Esta interacción está dominada por los fenómenos de reflexión, refracción y dispersión. Conforme se incrementa la longitud de camino óptico del láser a través del objeto, la atenuación es cada vez mayor. Dicha atenuación se mide a través del coeficiente de atenuación de transporte μ_{tr} , el cual está determinado por (figura 5.3):

$$I = I_0 \exp[-(\mu_{tr1}x_1 + \mu_{tr2}x_2 + \dots + \mu_{tri}x_i + \dots + \mu_{trn}x_n)] \quad (3.6)$$

La gran diversidad de longitudes y caminos ópticos que puede experimentar un láser al atravesar un objeto de diferentes propiedades ópticas, formas y espesores, hace de la tomografía óptica una técnica difícil de implementar.

El modelo propuesto en este trabajo es el que se muestra en la figura 5.3 y 5.4, donde el láser al atravesar el cuerpo experimenta los fenómenos de refracción, absorción y dispersión. La cantidad de fotones que llegan al detector dependerá de su área activa (A), el espesor del cuerpo (z), la distancia entre detector-objeto (a), y el espesor (e) e intensidad del láser I_0 .

El área activa del detector está dada por

$$A = \pi \cdot \text{radio}^2 \quad (5.2)$$

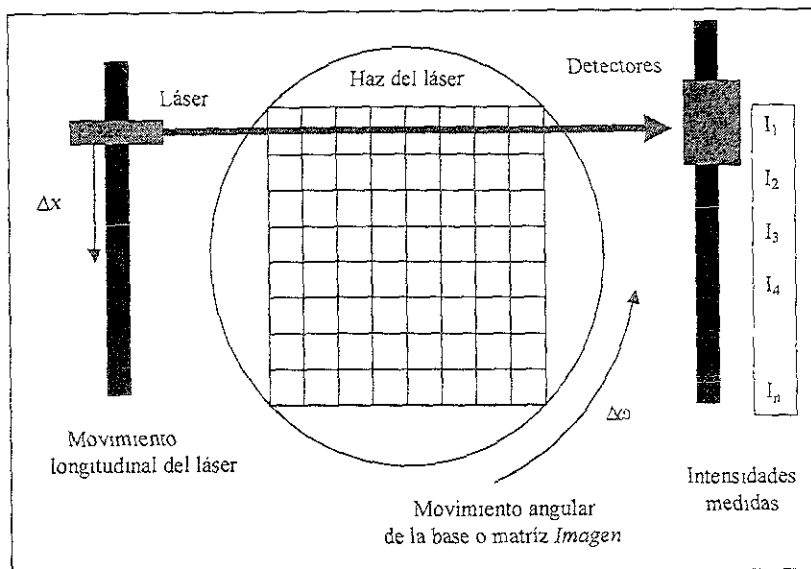


Figura 5.2 Barrido longitudinal del láser sobre la matriz imagen

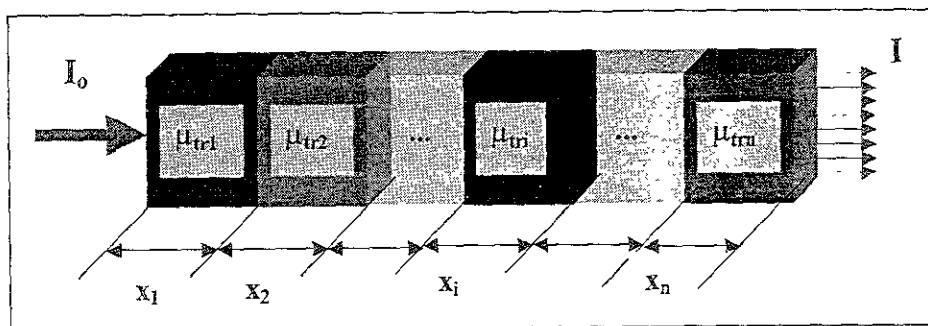


Figura 5.3. Modelo de la atenuación del láser al atravesar diferentes sustancias con coeficientes de atenuación de transporte μ_{tr} distribuidos aleatoriamente

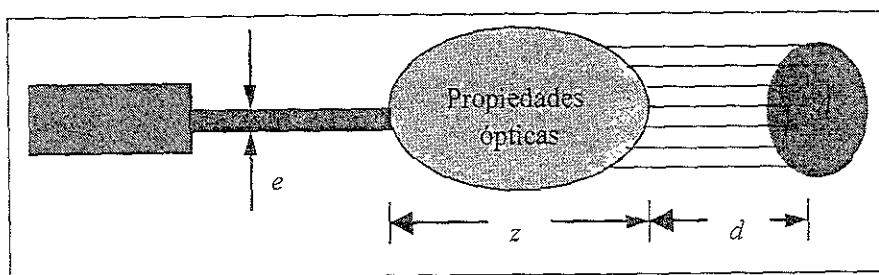


Figura 5.4. La intensidad detectada del láser de espesor e depende de la distancia del detector d al objeto, del espesor z del cuerpo y del área activa A del detector

El láser hace un barrido longitudinal sobre el objeto con incrementos $\Delta x = e$ y el objeto se mueve angularmente en intervalos $\Delta \omega = \pi/n_\omega$, donde n_ω es el número de proyecciones para ángulos de rotación ($\Delta \omega$) (figura 5.5).

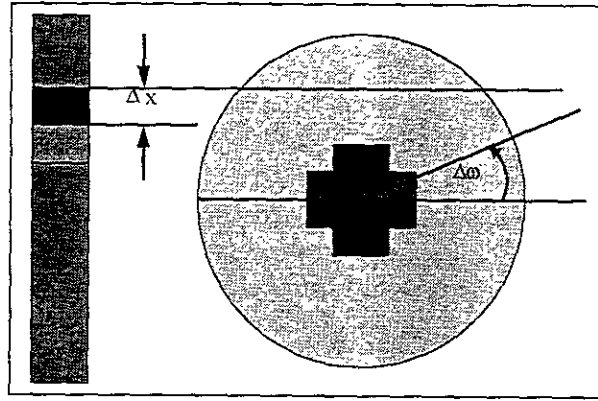


Figura 5.5. Las proyecciones son generadas al barrer el objeto longitudinalmente en intervalos de Δx y al girar el objeto a ángulos con incrementos $\Delta\omega = \pi/n_\omega$

La intensidad I que llega al detector depende de la geometría y del espesor del objeto, de los coeficientes de atenuación de transporte de las sustancias que atraviesa el láser, de la longitud de onda del haz, de su intensidad inicial I_0 , de la distancia d del objeto al detector y del área activa A y sensibilidad del detector (figura 5.6).

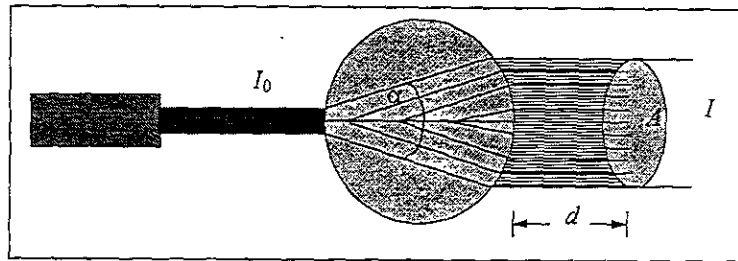


Figura 5.6. Esquema de los factores que influyen en la intensidad I del haz que llega de la fuente al detector.

Para el análisis de las proyecciones, considérese un objeto de espesor Δx (figura 5.7). Supóngase que N_0 fotones llegan a la frontera F_1 y que $N = N_0 - \Delta N$ fotones llegan a la frontera F_2 y salen para llegar al detector donde ΔN es el número de fotones que no llegan al detector.

La relación que explica la atenuación en el número de fotones es la ecuación (3.1) tal que:

$$\frac{\Delta N}{N} = -\mu_{tr} \Delta x \quad (3.1)$$

donde μ_{tr} representa la razón de pérdida de fotones por unidad de distancia debido a los fenómenos de reflexión, refracción, atenuación y dispersión del láser al atravesar el objeto, llegando a la ecuación (3.2)

$$N(x) = N_0 \exp(-\mu_{tr} x) \quad (3.2)$$

donde μ_{tr} se considera constante sobre el intervalo x .

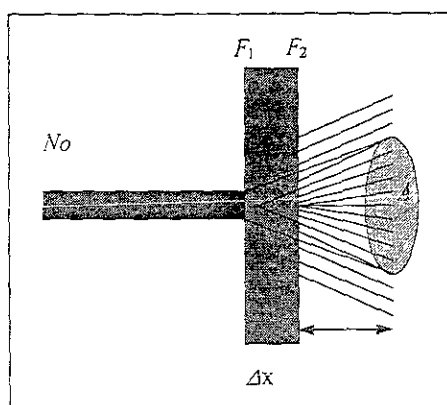


Figura 5.7. Atenuación de un haz de N_0 fotones al atravesar un objeto de espesor Δx

Para el caso de que μ_{tr} sea dependiente de las coordenadas (x,y) como sucede al barrer el tejido humano, debe considerarse que la medición de un punto de la proyección es el resultado de lo que se aproxima a una integral de línea

$$\frac{N}{N_0} = \exp\left(-\int_{\text{haz}} \mu_{tr}(x,y) ds\right) \quad (5.3)$$

donde ds es el segmento de línea de la frontera F_1 hasta la frontera F_2 del tejido humano en la trayectoria AB (figura 5.8) o en forma equivalente:

$$\int_{\text{haz}} \mu_{tr}(x,y) ds = \ln\left(\frac{N_0}{N}\right) \quad (3.4)$$

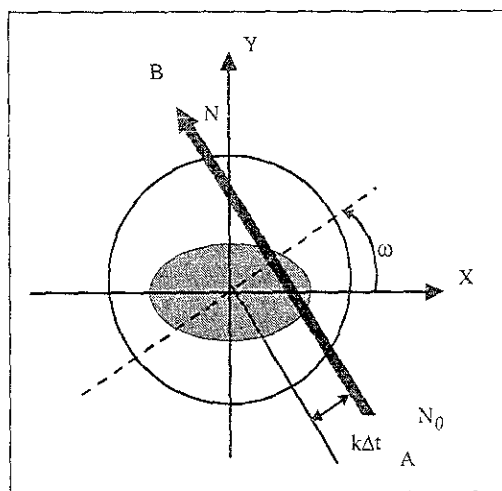


Figura 5.8. Esquema de una proyección generada por un haz del láser

Respecto a la formación de la proyección y siguiendo con la geometría de la figura 5.8 se tiene que

$$P_{\omega}(k\Delta t) = \int_{\text{rayo } A-B} \mu_{tr}(x,y) ds = \ln\left(\frac{N_0}{N}\right) \quad (5.4)$$

donde ω es el ángulo de proyección, $k\Delta t$ es la coordenada transversal donde se realiza el barrido para $k=1,2,\dots,n$.

Una proyección P_ω se forma por medio de un conjunto de mediciones al ángulo ω , donde cada medición es una integral de línea sobre una trayectoria rectilínea del coeficiente de atenuación μ_{tr} .

Formación de la imagen

El problema de reconstrucción no es tan simple para utilizar este algoritmo, sin embargo puede ayudar a la solución del problema inverso.

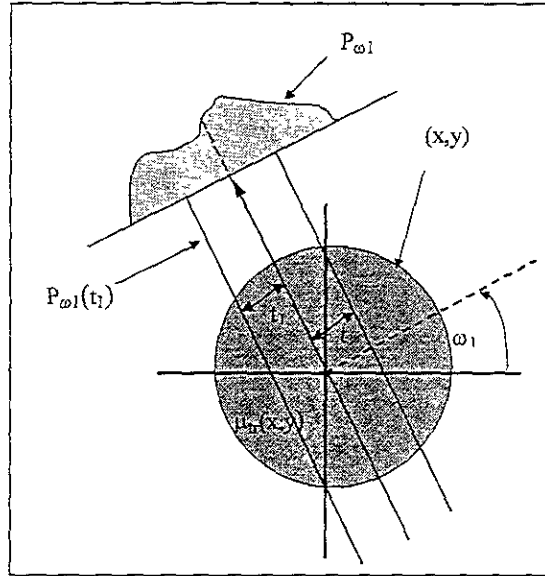


Figura 5.9. Representación de la transformada de Radón

El problema que se plantea resolver es el de obtener $\mu_{tr}(x, y)$ a partir de las proyecciones $\{P_{\omega_1}, P_{\omega_2}, \dots, P_{\omega_n}\}$

$$\mu_{tr}(x, y) = F(P_{\omega_1}, P_{\omega_2}, \dots, P_{\omega_n}) \quad (5.11)$$

donde

$$P_\omega(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu_{tr}(x, y)(x \cos \omega + y \sin \omega - t) ds dy \quad (3.13)$$

La intensidad de las proyecciones considera la intensidad del láser I_0 antes de pasar a través del objeto, la parte reflejada (R), absorbida (A) y dispersada (D) por el objeto y la parte transmitida T que llega al detector, es decir,

$$I_0 = (R + A + D) + T \quad (5.14)$$

por lo que

$$R + A + D = I_0 - T \quad (5.15)$$

La parte absorbida A y la parte dispersada D en las ecuaciones (5.14) y (5.15) son consideradas sólo con respecto a un elemento de volumen que forma parte de la trayectoria en línea recta desde el láser hasta el detector (figura 5.3). Se considera que hay absorción cuando la radiación es absorbida por el elemento de volumen y dispersión cuando la radiación dispersada sale de éste sin llegar al siguiente elemento de volumen de la trayectoria.

El algoritmo de reconstrucción que se utilizará es una combinación de la técnica de retroproyección seguida de la iterativa o algebraica descritas en el capítulo 3.

La figura 5.10 muestra el área de la base de la muestra dividida en segmentos de longitud igual al diámetro de la base y de espesor igual al del haz láser

De acuerdo a la figura 5.10, el número de pixeles $N_{pixeles}$ de la matriz *Imagen* es

$$N_{pixeles} = \left[\frac{\text{longitud.de.la.base}}{\text{espesor.del.láser}} \right] \equiv \left[\frac{Lx}{e} \right]^2 \quad (5.16)$$

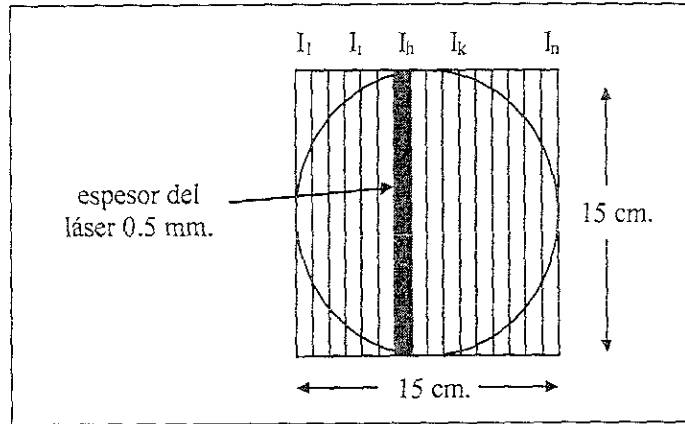


Figura 5.10 Representación geométrica de las dimensiones del espesor del láser y de la base circular portamuestras

La relación entre la matriz *Real* (Lx, Ly) y la matriz *Imagen* $[n, m]$ es la siguiente:

$$\frac{Lx}{Ly} = \frac{2^n}{2^m} \quad (5.17)$$

donde Lx y Ly son los desplazamientos longitudinales totales en los ejes X y Y respectivamente y 2^n es el número de renglones y de columnas de la matriz imagen.

Si Δx y Δy están dados en milímetros, se tiene la equivalencia de la matriz *Real* $(X(\text{mm}), Y(\text{mm}))$ con la matriz de *Imagen* $[2^n, 2^n]$ pixeles (figura 5.11).

La equivalencia entre pixeles y mm es entonces (figura 5.10)

$$N_{pixeles} = 2^n = X(\text{mm}) = Y(\text{mm}) = Lx = Ly \quad (5.18)$$

La posición inicial del láser, en las coordenadas X y, para enviar el primer haz es (Lx_0, Ly_0) . La posición P_{xy} de la matriz real se relaciona con el *pixel* $[i, j]$ de la matriz *Imagen* por

$$P_{xy} = \left[Lx_0 + (i-1)\Delta x + \frac{\Delta x}{2}, Ly_0 + (j-1)\Delta y + \frac{\Delta y}{2} \right] \quad (5.19)$$

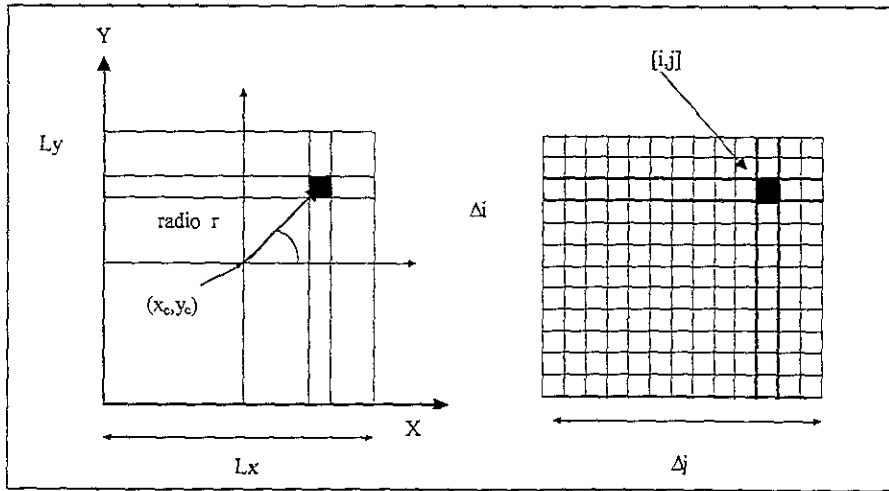


Figura 5.11 Relación entre la posición (x,y) y el pixel $[i,j]$

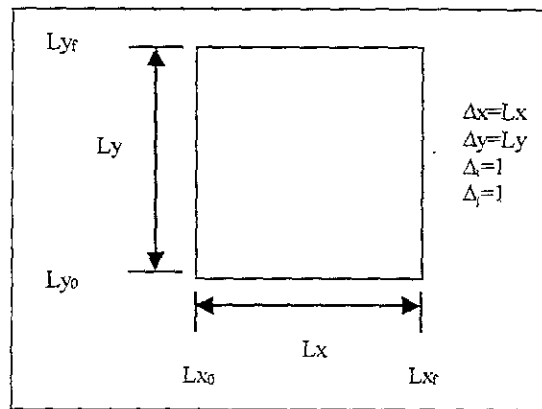


Figura 5.12 Dimensiones de la matriz Real

La distancia radial del centro (x_c, y_c) de la matriz al punto $P(x, y)$ es (figuras 5.13 y 5.14)

$$r = \sqrt{(x_c - x)^2 + (y_c - y)^2} \quad (5.20)$$

donde

$$\tan \theta = \frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{y - y_c}{x - x_c} \quad \text{si } x \neq x_c \quad (5.21)$$

por lo que

$$\theta = \arctan\left(\frac{y - y_c}{x - x_c}\right) \quad \text{si } x \neq x_c \quad (5.22)$$

y

$$\theta' = \theta + \pi \quad p_{xy} \in II \text{ y } III \quad (5.23)$$

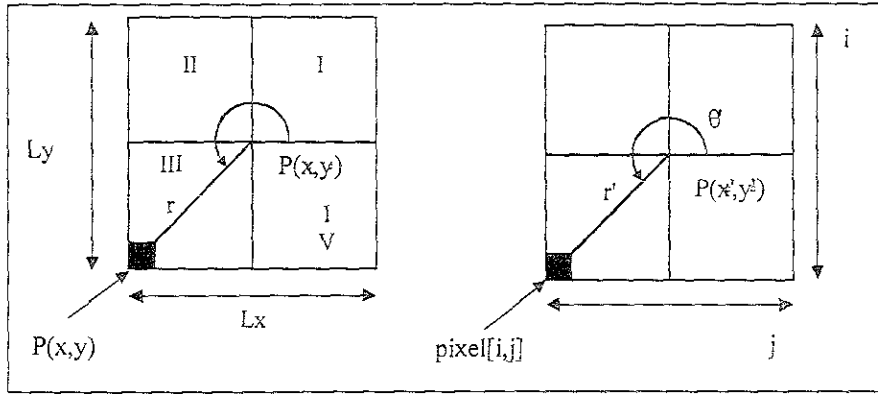


Figura 5.13 Relación entre la matriz Real (x,y) y la matriz Imagen $[i,j]$

Los radios de las matrices Real e Imagen son proporcionales, mientras que los ángulos son iguales:

$$r \propto r' \quad y \quad \theta = \theta' \quad (5.24)$$

donde

$$r' = \sqrt{(i - x'_c)^2 + (j - y'_c)^2} \quad (5.25)$$

y

$$\tan \theta = \frac{\Delta y'}{\Delta x'} = \frac{j - y'_c}{i - x'_c} \quad \text{si } i \neq x'_c \quad (5.26)$$

por lo que

$$\theta' = \arctan\left(\frac{j - y'_c}{i - x'_c}\right) \quad \text{si } i \neq x'_c \quad (5.27)$$

y si, $i = x'_c$ entonces:

$$\theta' = \frac{\pi}{2} \quad \text{para } y > y'_c \quad (5.28)$$

donde

$$\theta' = \theta + \pi \quad P_{xy} \in \text{II y III} \quad (5.29)$$

entonces (figura 5.15)

$$x = x'_c + r \cos \theta'' \quad y \quad y = y'_c + r \sin \theta'' \quad (5.30)$$

y

$$x' = x'_c + r' \cos \theta' \quad y \quad y' = y'_c + r' \sin \theta' \quad (5.31)$$

El ángulo de rotación ω de la matriz de la muestra para obtener las proyecciones está en el intervalo

$$0 \leq \omega \leq \pi \quad (5.32)$$

y

$$\Delta \omega = \frac{\pi}{n_\omega} \quad (5.33)$$

En particular $\Delta \omega = \frac{\pi}{4}$ para $n_\omega = 4$ y $\Delta \omega = \frac{\pi}{36}$ para $n_\omega = 36$

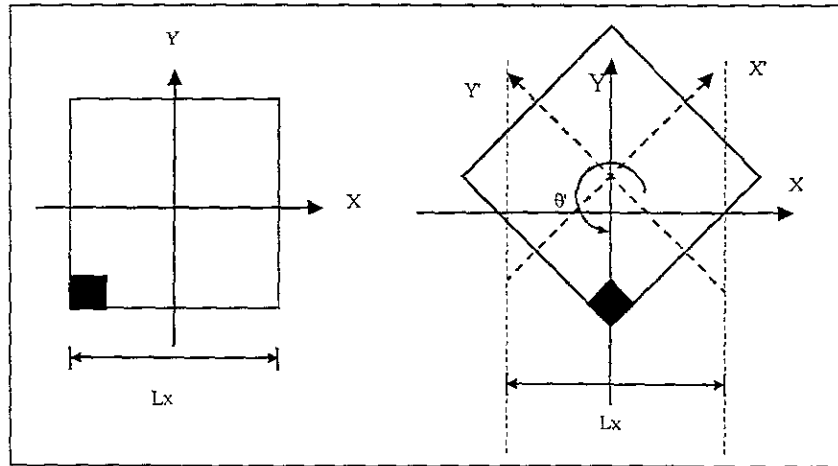


Figura 5.14 Rotación de la matriz Real (x,y)

La posición de cada rayo del láser al barrer la muestra está P_0 dada por (figura 5.15)

$$Lx_0 + (i-1)e \leq L_i \leq Lx_0 + ie \quad \text{para } i=1, \dots, n \quad (5.34)$$

El rayo k pertenece a L_i si cumple la condición: $ie \leq k \leq (i+1)e$ (5.35)

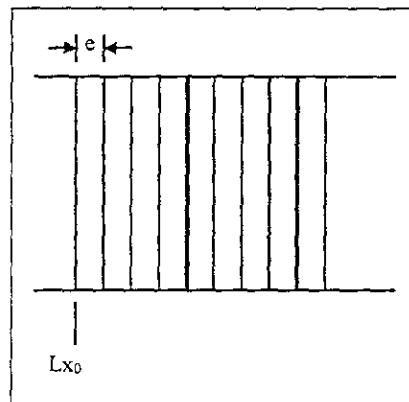


Figura 5.15 Espesor de los rayos láser al desplazarse sobre el eje X

La rotación de la matriz Real (x,y) a ángulos $\Delta\omega$ provoca atenuaciones diferentes de los haces del láser. El cambio de un punto $P(x,y)$ al rotar la matriz Real (x,y) de ω_1 a ω_2 hace que quede frente a otro haz como se muestra en la figura 5.16.

Por geometría analítica se tiene que la distancia de un punto a una recta está dada por

$$d(x,y) = \frac{|Ax + By + C|}{\sqrt{A^2 + B^2}} \quad (5.36)$$

donde las ecuaciones de las rectas de los haces láser son:

$$A_i x + B_i y + C = 0 \quad i=1,2,\dots,n \quad (5.37)$$

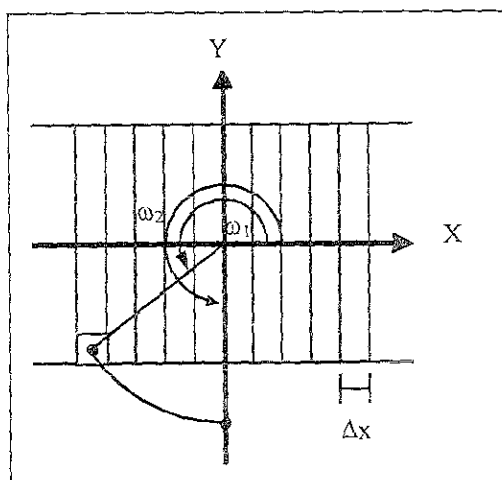


Figura 5.16 La rotación de la matriz Real (x,y) hace que cualquier punto $P(x,y)$ quede frente a un haz diferente

El seguimiento de un punto $P(x,y)$ al rotar 4 veces a ángulos de $\pi/4$ se muestra en las figuras 5.17.a y b.

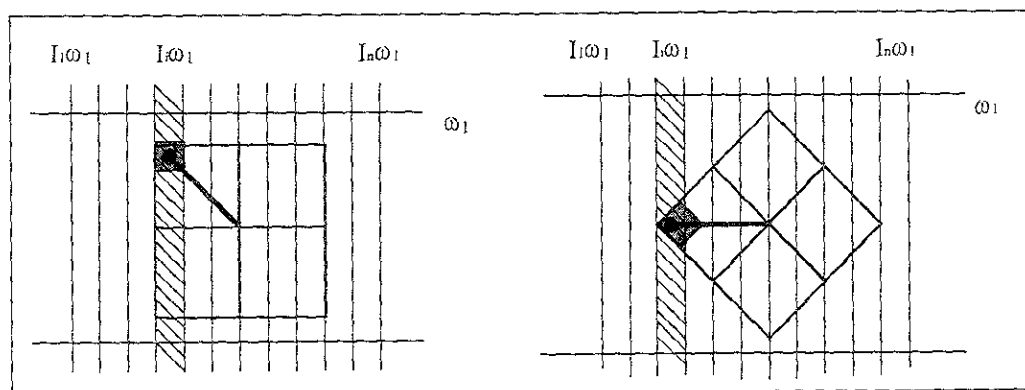


Figura 5.17.a. Rotación de la matriz Real (x,y) de 0 a $\pi/4$

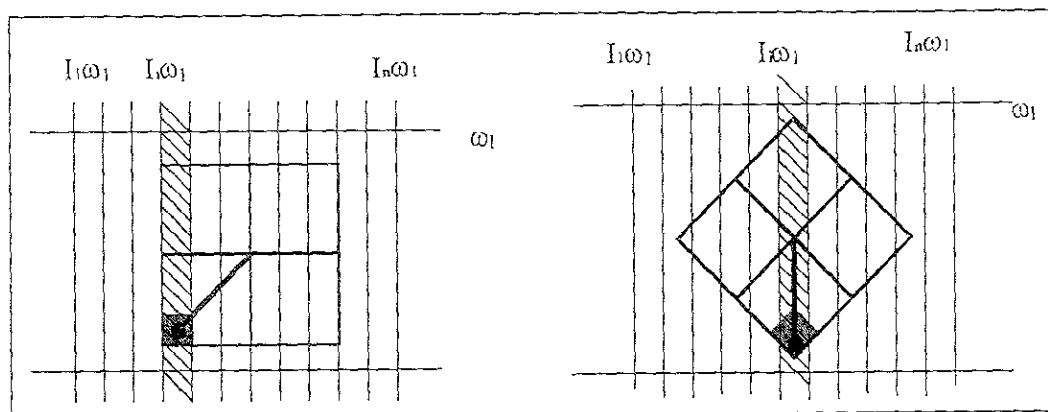


Figura 5.17.b. Rotación de la matriz Real (x,y) a $\pi/2$ y a $3\pi/4$

Pero los haces sólo siguen líneas rectas verticales del láser al detector, por lo que todas las ecuaciones se reducen a la forma

$$A_i x = -C \quad (5.38)$$

Ya que $A_i = 1$, $B_i = 0$ y $C_i \neq 0$, se tiene que

$$\sqrt{A_i^2 + B_i^2} = \sqrt{(1)^2 + (0)^2} = 1 \quad (5.39)$$

Esto conduce a que las ecuaciones de las rectas de los rayos láser son:

$$R_i : x = -c_i \quad c_i = \{-L_i\} \quad (5.40)$$

por lo que la distancia de la recta R_i al punto $P(x,y)$ está dada por

$$d_{R_i}(x,y) = |x - c_i| \quad (5.41)$$

5.1.2 Algoritmo de reconstrucción

Una vez determinadas las relaciones geométricas entre la matriz *Real* (x,y) y la matriz *Imagen* $[i,j]$ se prosigue con la implementación del algoritmo de reconstrucción.

En este trabajo se utiliza una combinación del método de retroproyección, para obtener la matriz inicial de reconstrucción y la técnica iterativa de reconstrucción algebraica para terminar de formar la imagen.

La matriz *Imagen* $g[i,j]$ inicial es tal que

$$g[i,j] = \text{cte.} < 0 \quad \text{si } P_{\omega_k(r)} = 0 \quad (5.42)$$

con $\omega=0$ y $\pi/2$, para determinar el contorno de una matriz *Imagen* $[i,j]$ de forma rectangular.

La relación del algoritmo de reconstrucción de retroproyección utilizada es

$$g[i,j] = \sum_{k=1}^{n_\omega} P_{\omega_k(r)}(i,j) \quad (5.43)$$

donde $g[i,j]$ indica el nivel de gris del pixel, ω es el número de proyección, $k(r)$ es el haz r que pasa por el pixel $[i,j]$ y n_ω es el número de proyecciones.

Después de obtener la matriz *Imagen* $g[i,j]$ se obtienen los nuevos valores de las proyecciones P_ω multiplicándolos por un factor de contraste $fac_{\text{contraste}}$ para obtener una mayor precisión en los valores de los coeficientes de transporte μ_r .

$$P_\omega = P_\omega * fac_{\text{contraste}} \quad (5.44)$$

donde $fac_{\text{contrast}} = 10^n$ para $n=1,2,3$.

Se prosigue a ejecutar el algoritmo iterativo de la técnica de reconstrucción algebraica en la cual de acuerdo a sus características (capítulo 3)

$$\text{reparte} = \left[\frac{P_{\omega_k(r)} - \sum f[i,j]}{C_{P_{\omega_k(r)}}} \right] \quad (5.45)$$

donde $\Sigma g(i,j)$ es la suma de los niveles de gris de las celdas de la matriz imagen que son parte de la trayectoria del rayo $P_{\omega_k(r)}$, $C_{P_{\omega_k(r)}}$ es el número de celdas en dicha trayectoria y reparte es la cantidad que se le agrega a cada celda para hacer coincidir $P_{\omega_k(r)}$ con $\Sigma g(i,j)$

5.1.3 Ejecución del programa

El *software* prácticamente podrá controlar todo el sistema mecánico y registrar la lectura del fotodetector del dispositivo. Podrá realizar el barrido de la muestra, capturar, almacenar y procesar los datos experimentales. Por último, reconstruirá la imagen tomográfica a partir de los datos de intensidad experimentales registrados por el fotodetector.

El *software* del dispositivo está escrito en el lenguaje de programación Pascal. Se utilizó este lenguaje porque se contó con una PC 386 y no soporta ninguna versión de *Windows*. La ventaja es que se tiene la posibilidad de ejecutar el programa en cualquier PC aunque no soporte ninguna versión de *Windows* y se puede correr desde MS DOS.

Menú principal

Las opciones del menú principal son las siguientes:

- a) creación de directorios,
- b) búsqueda de archivos,
- c) graficación de datos experimentales,
- d) captura de datos experimentales de transmisión del láser por el fotodetector,
- e) reconstrucción de la imagen tomográfica,
- f) cronograma de respuesta de los detectores,
- g) topología de respuesta de los fotodetectores,
- h) detección del centro de rotación de base de la muestra,
- i) barrido X-Y de la muestra,
- j) obtención del contorno de la muestra.

Enseguida se describen brevemente las opciones anteriores

Inicio Para iniciar el programa y ejecutar las opciones d) a j) se debe tener el láser encendido previamente durante el tiempo necesario para su alcanzar una estabilidad en la intensidad del haz y los fotodetectores con su voltaje de alimentación.

Creación de directorios Se crean directorios para guardar los archivos de los datos experimentales, de la respuesta de los detectores y del barrido X-Y sobre la muestra.

Búsqueda de archivos Se realiza la búsqueda de archivos de datos experimentales ya existentes, para su visualización.

Graficación de datos experimentales Se grafican los datos experimentales como:

- a) voltaje de lectura del detector contra tiempo de lectura (cronograma)
- b) posición (x,y) contra voltaje V de la señal de lectura del detector (topología).

Captura de datos experimentales del arreglo óptico Se realiza la captura de los datos experimentales del arreglo óptico para calibrar el tiempo de respuesta de los fotodetectores. También se registran los datos experimentales de transmisión del láser al realizar el barrido de la muestra en las direcciones X y Y .

Reconstrucción de la imagen Se reconstruye la imagen tomográfica a partir de los datos experimentales del arreglo óptico.

Barrido X-Y sobre la muestra Se controla el movimiento del láser en el plano X - Y y la rotación de la base porta muestras a través de motores de pasos. El movimiento de rotación de los motores de pasos depende de las salidas al puerto [378] regidas por las fases de la tabla F.2.

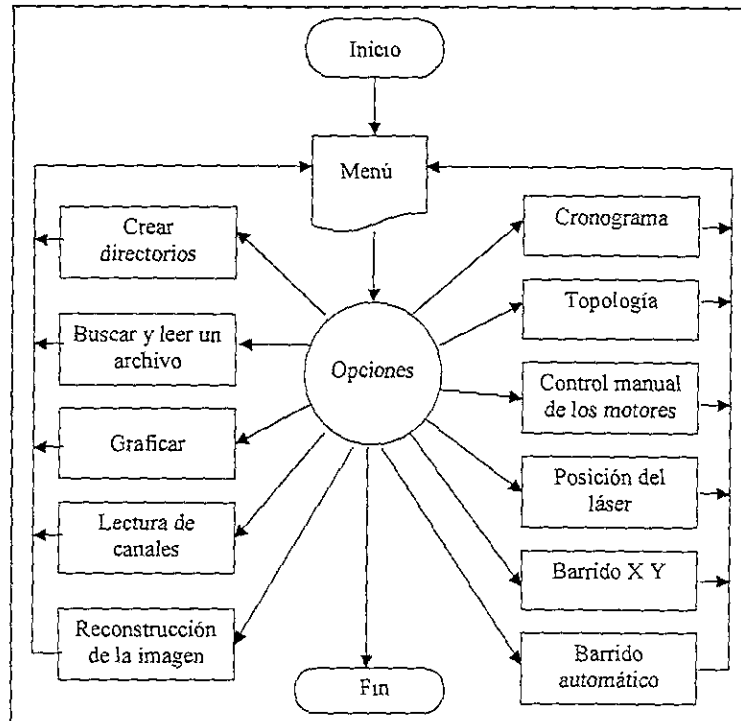


Figura 5.18 Diagrama de flujo del programa principal

5.1.4 Procedimientos del programa fuente

En seguida se muestran algunos diagramas de flujo de los procedimientos del programa fuente de computadora para realizar algunas de las opciones del menú principal.

Graficación de los datos experimentales

El diagrama de flujo de la figura 5.19 muestra las opciones que se pueden llevar a cabo, como son la graficación de los datos experimentales de respuesta de los detectores (voltaje vs. tiempo) y del barrido de la muestra en el plano X - Y , es decir $(x, y, V(x, y))$.

Este diagrama presenta dos opciones, la primera de *Datos experimentales* se refiere a graficar las señales guardadas y/o registradas en tiempo real de los fotodetectores para su calibración y las señales de detección de luz transmitida a través del objeto proveniente del láser. La segunda del *Barrido de la muestra*, presenta los datos almacenados en la PC del barrido X - Y sobre la muestra o en tiempo real.

Cronograma de los fotodetectores

El diagrama de la izquierda de la figura 5.20 se refiere a la lectura de los datos experimentales guardados de los canales o fotodetectores para su despliegue en pantalla. El diagrama de en medio indica la búsqueda de archivos de datos experimentales de cualquiera de las opciones de los fotodetectores.

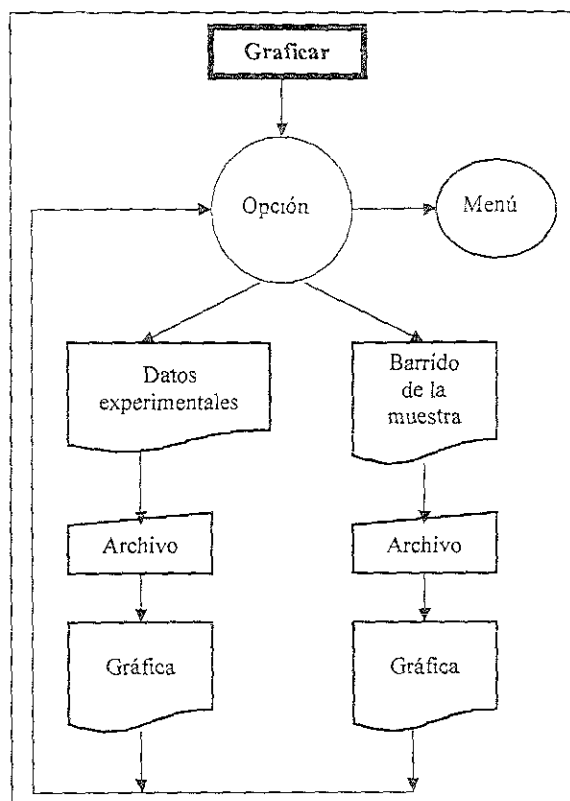


Figura 5.19 Diagrama de flujo de la opción de graficación

El cronograma de los fotodetectores muestra la respuesta de un conjunto de fotodetectores al realizar las lecturas secuenciales, ya sea en serie o en paralelo. En ellos se podrá comparar el tiempo de respuesta, el tiempo de saturación así como las corrientes de penumbra, de fondo y de respuesta de los fotodetectores.

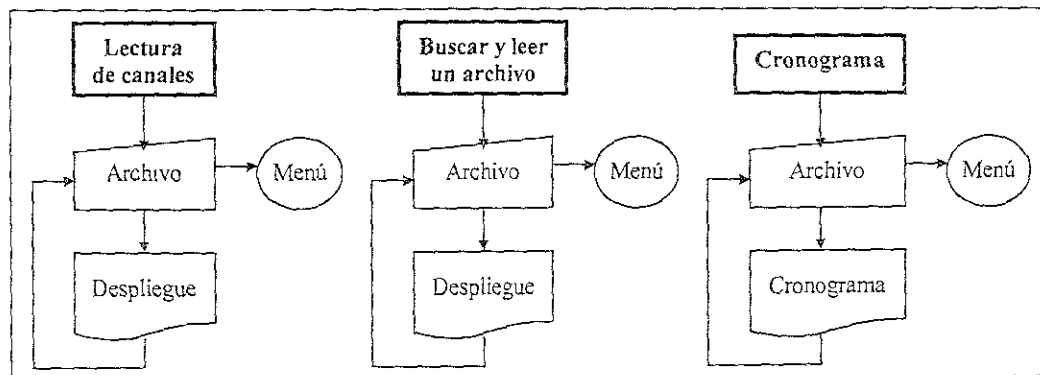


Figura 5.20 Diagrama de flujo de la lectura de canales y del cronograma

Barrido de la muestra en el plano X-Y

El diagrama de flujo del barrido X-Y se muestra en la figura 5.21 donde se definen las esquinas inferior (x_b, y_i) y superior (x_s, y_f) de la ventana de desplazamiento, el control de desplazamiento lineal por medio de los motores de pasos, los puertos de entrada y salida de la interfase entre la PC y el sistema mecánico y el arreglo óptico.

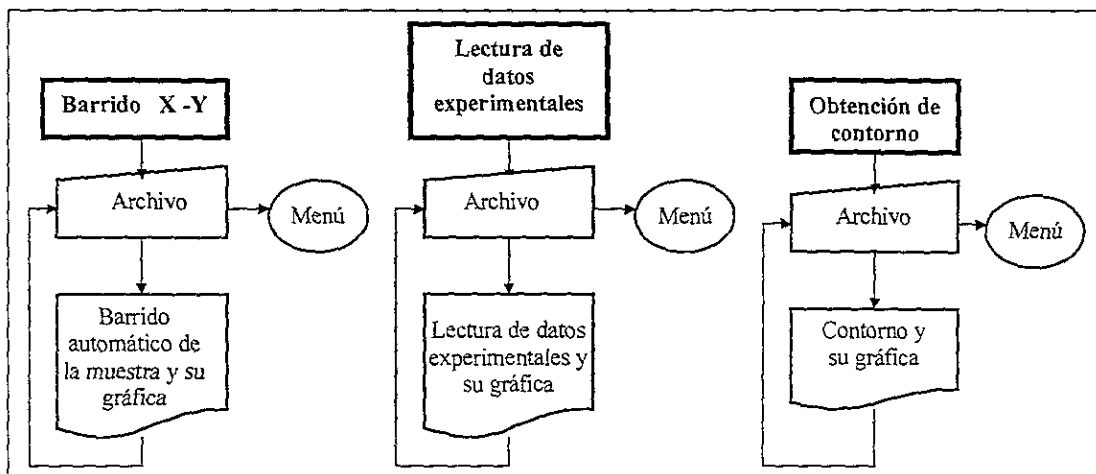


Figura 5.21 Diagrama de flujo del barrido del láser en el plano X-Y

Reconstrucción de la imagen

El diagrama de flujo de la reconstrucción de la imagen se muestra en las figuras 5.22 a 5.24 y el código de los procedimientos del programa en el Apéndice H. La reconstrucción tiene dos opciones, la de simulación y la experimental. La primera opción realiza la simulación de una reconstrucción a partir de una matriz imagen inicial aleatoria $M[n, m]$ que representa una imagen con valores o pixeles de niveles de gris o colores falsos aleatorios utilizando figuras geométricas. Con esta imagen se genera una matriz de proyecciones $MP[n_\omega, n_i]$ donde n_ω representa el número de rotaciones de la muestra y n_i el número de proyecciones P_{α} . La segunda opción genera la matriz de proyecciones $MP[n_\omega, n_i]$ a partir de los datos experimentales registrados en los archivos del barrido X-Y de la muestra (figura 5.22).

El procedimiento de reconstrucción comienza con la inicialización de constantes y variables globales (figura 5.23). Se inicializa y se genera la matriz *Imagen* $M[i, j]$ en el caso de la simulación con números aleatorios. Se prosigue con la generación de la matriz de *Proyecciones* a partir la matriz *Imagen* o de los datos experimentales de los archivos generados con el barrido de la muestra en el plano X-Y.

El segmento *A* definido como un procedimiento de reconstrucción (Figuras 5.24 y 5.25) define la rotación de ejes X' y Y' , y el cambio de coordenadas cartesianas a polares y viceversa. Una vez obtenida la matriz *Imagen* $A[n', m']$ se procede con la aplicación del método algebraico.

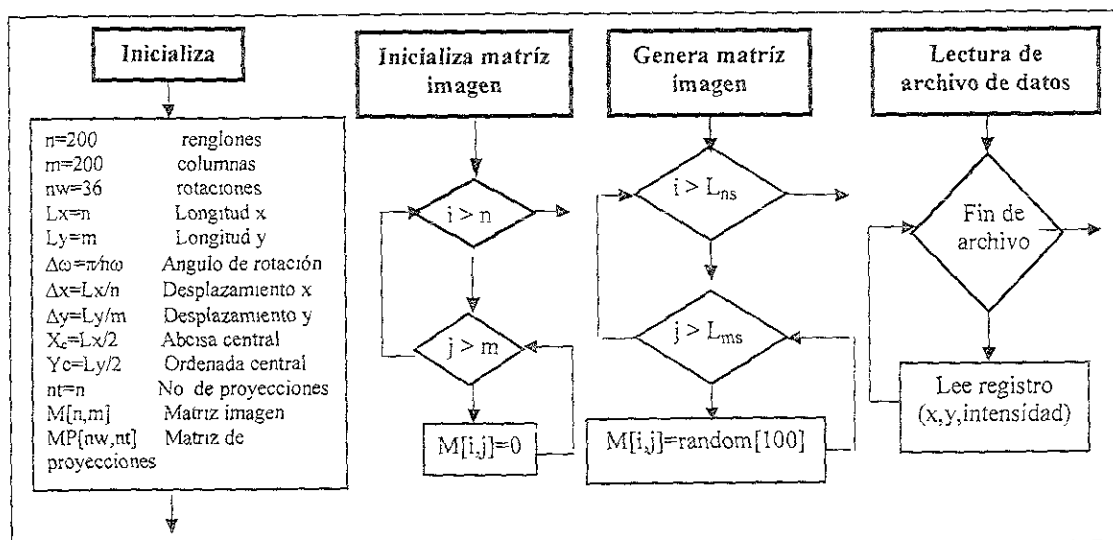


Figura 5.22 Diagrama de flujo de la formación de la imagen tomográfica: a) con datos simulados y b) con datos experimentales

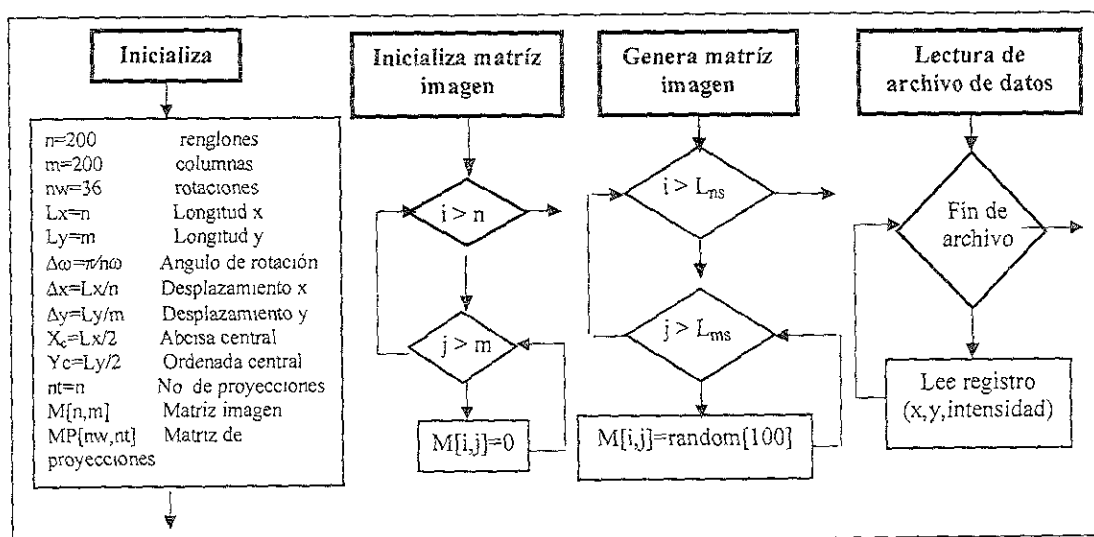


Figura 5.23 Diagrama de flujo de los procedimientos de la reconstrucción de la imagen a) inicialización de variables, b) inicialización de la matriz imagen c) generación de la matriz imagen y d) lectura de los datos experimentales del barrido de la muestra

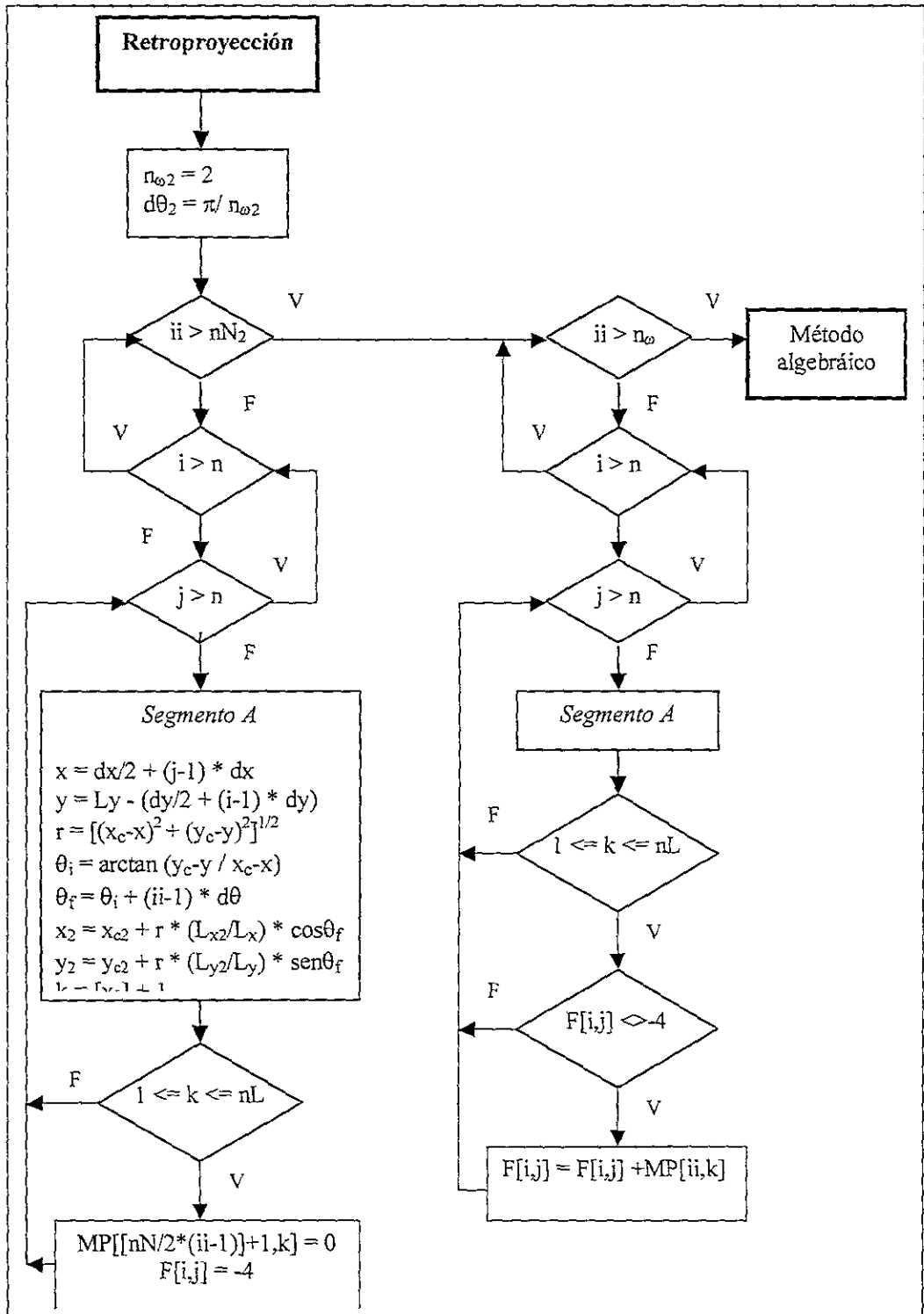


Figura 5.24 Diagrama de flujo del método de retroproyección para obtener la matriz inicial de reconstrucción

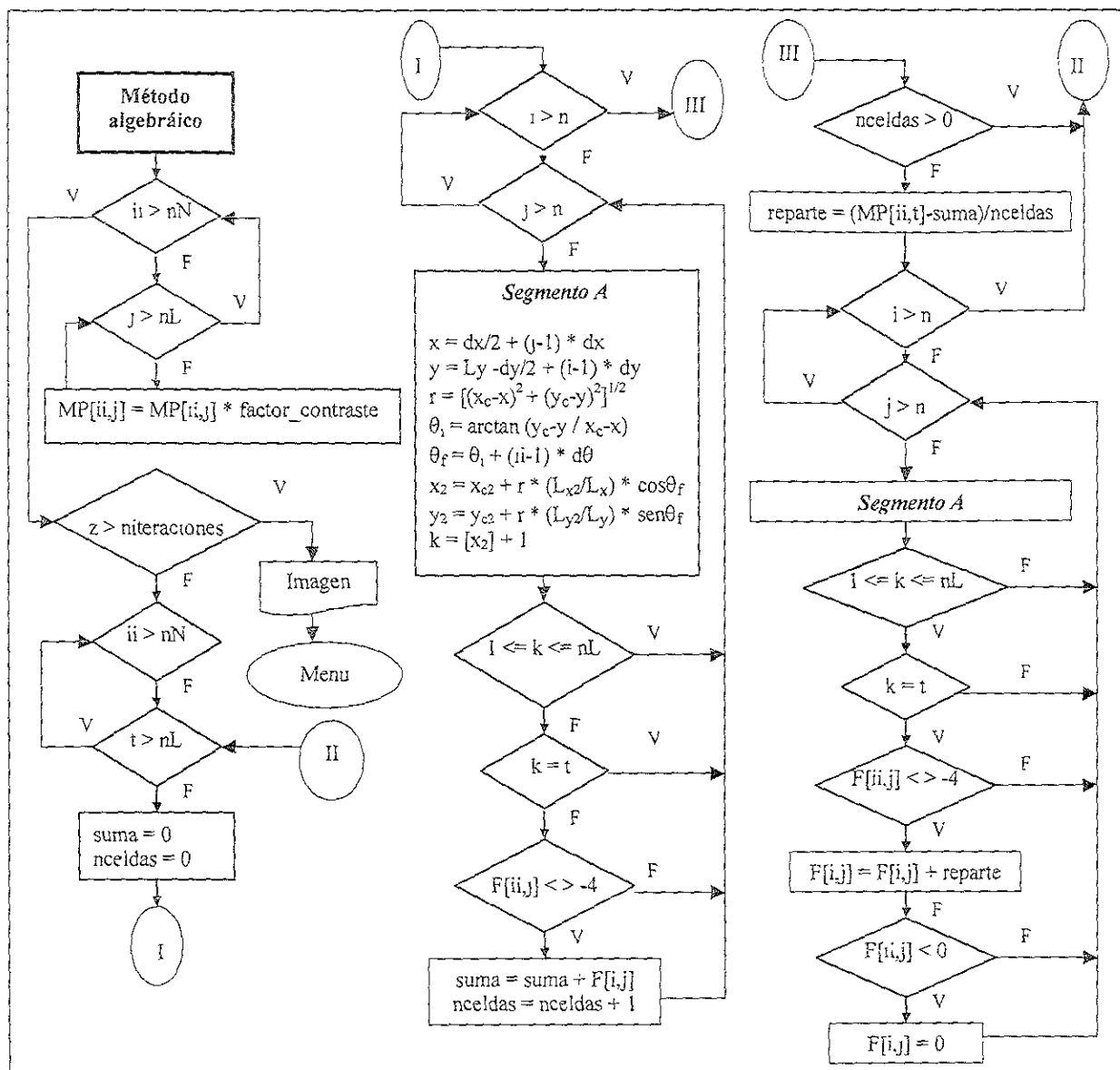


Figura 5.25 Diagrama de flujo del método de reconstrucción de la imagen tomográfica, a partir de la imagen inicial formada por el método de retroproyección

Capítulo 6

RESULTADOS

En este capítulo se presentan los resultados experimentales de transmisión de luz de longitudes de onda de 632.8 nm a través de un cálculo renal, dedos índices de varias personas y de 650 nm a través de un modelo (caramelo). Se muestran los resultados de la reconstrucción de imágenes tomográficas utilizando el método de retroproyección e iterativo.

6.1 Antecedentes

Como antecedente a la idea de realizar este trabajo están las primeras medidas experimentales utilizando un láser de helio-neón de longitud de onda de 632.8 nm. El láser se hizo incidir sobre un cálculo renal introducido en un cubo de lucita, como el que se muestra en la figura 6.1. Los principales componentes de un cálculo renal se describen en el Apéndice E.

La prueba experimental consistió en hacer incidir el láser sobre el cubo de lucita en dirección perpendicular a una de sus caras. En el extremo opuesto se colocó un fotodetector *UDT555* para detectar la luz que se pudiera transmitir de acuerdo a la relación (5.14) y (5.15),

$$I = I_0(A + R + D)$$

Se tomaron varias medidas de la intensidad de la luz transmitida al ir barriendo en dirección horizontal las caras del cubo de lucita con el láser. La idea básica fue medir la intensidad de luz que pudiera pasar a través del cálculo renal. Se desplazó el cubo de lucita manualmente en dirección horizontal a intervalos de aproximadamente 1 mm entre el láser y el detector fijos y separados a una distancia aproximada de 10 cm. El resultado se muestra en la figura 6.2.

La respuesta R_{exp} del detector fue del orden de mV. El fotodetector estaba conectado a la PC con una interfase por lo que se observaron los resultados anteriores en pantalla en el momento de las mediciones y los datos experimentales se grabaron en archivos de datos (extensión *.DAT*). El programa de computadora podía seleccionar inicialmente, el intervalo de lectura de la señal de respuesta del fotodetector, para obtener diferentes escalas de las respuestas R_{exp} .

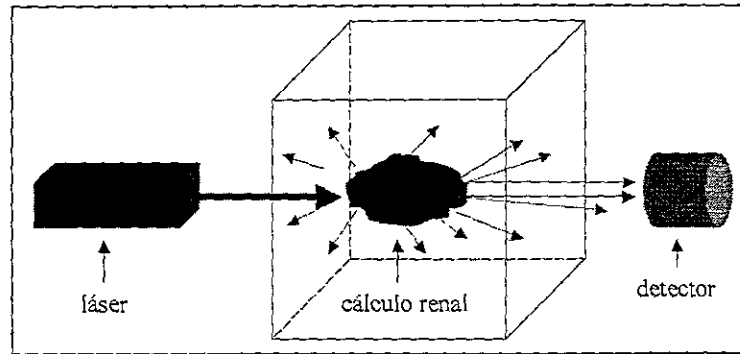


Figura 6.1 Cálculo renal introducido en un cubo de lucita

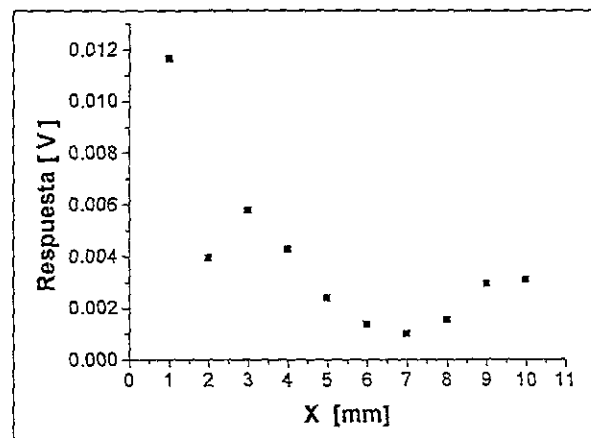


Figura 6.2 Respuesta del fotodetector de la luz del láser de helio-neón (632.8 nm) después de atravesar el cálculo renal

En las figuras 6.2 y 6.3 se muestra que al desplazar el cálculo renal entre el láser y el fotodetector a diferentes alturas del cubo en la dirección X , el fotodetector dio una respuesta proporcional al espesor y/o densidad del cálculo renal. La respuesta mínima del fotodetector de la transmisión del láser se obtuvo entre las posiciones de 4 mm, 5 mm y 7 mm de las figuras 6.3.a, 6.3 b y 6.4, respectivamente indicando un mayor espesor y/o densidad del cálculo renal en la parte central que correspondió con su morfología. Es necesario aclarar que el desplazamiento del cálculo renal entre la posición inicial y final fue manual por lo que no se tuvo un control exacto en las posiciones de las escalas del eje X de las figuras 6.2 a 6.4. Las escalas no necesariamente corresponden a una misma posición espacial inicial y final. Cabe señalar que la razón de hacer las medidas experimentales fue únicamente la de medir si había o no transmisión de luz sobre objetos densos como el cálculo renal.

El siguiente paso consistió en realizar medidas experimentales en tejido vivo, (ya que este trabajo está encaminado en esa dirección en un futuro) por lo que se repitió el experimento utilizando dedos de varias personas en lugar del cálculo renal. Se hizo incidir el haz láser de manera perpendicular sobre las uñas de los dedos índices como se muestra en la figura 6.5, obteniéndose los resultados de las figuras 6.6 y 6.7.

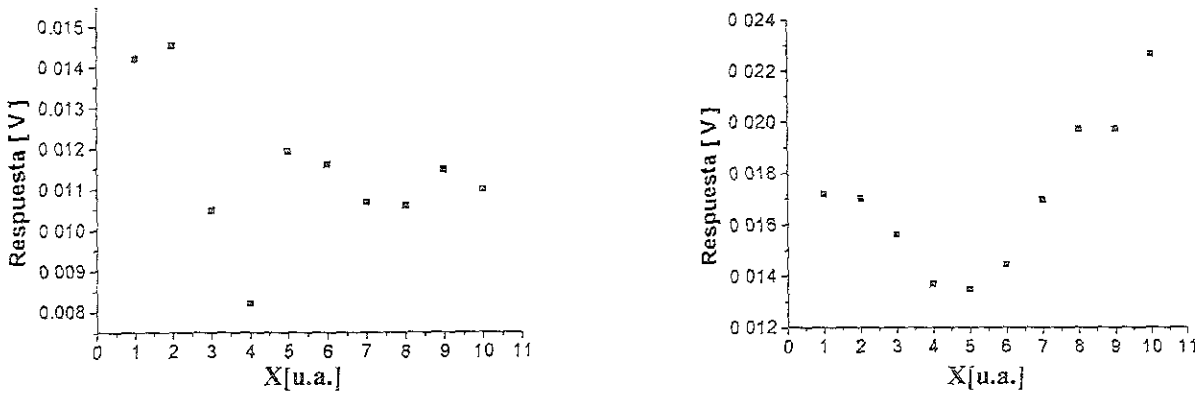


Figura 6.3 Gráfica de la respuesta del detector a la luz del láser de helio-neón (632.8 nm) después de atravesar el cálculo renal

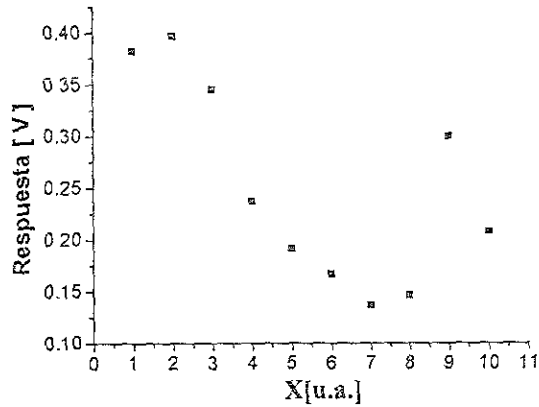


Figura 6.4 Gráfica de la respuesta del detector a la luz del láser de helio-neón (632.8 nm) después de atravesar el cálculo renal

El eje Y está dado en volts mientras el eje X está dado en unidades absolutas, por no tenerse un control preciso del desplazamiento del dedo entre el láser y el detector.

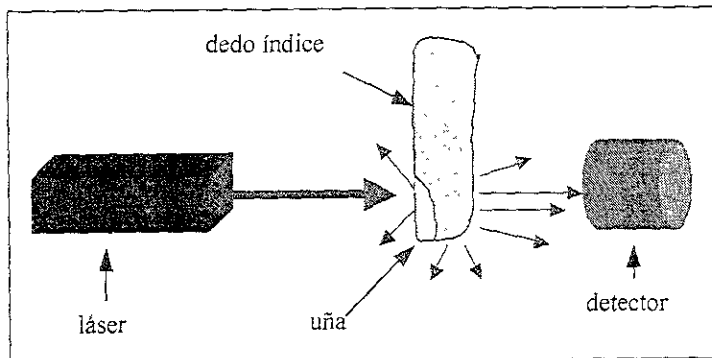


Figura 6.5 Esquema del arreglo óptico de transmisión del láser a través del dedo índice utilizando el láser de helio-neón de 632.8 nm de longitud de onda.

A una escala de respuesta del fotodetector de pocos milivolts (menores de 16 mV) se pudo apreciar una diferencia de las intensidades de transmisión del láser como se muestra en la figura 6.6.

Las gráficas de la figura 6.7 muestran que escalas de respuesta del fotodetector menores a 10 mV, (gráfica izquierda) permiten apreciar diferencias en las intensidades de transmisión del láser, mientras que en las escalas de respuesta del orden de 6 volts (gráfica derecha) sólo se aprecia si hay o no transmisión.

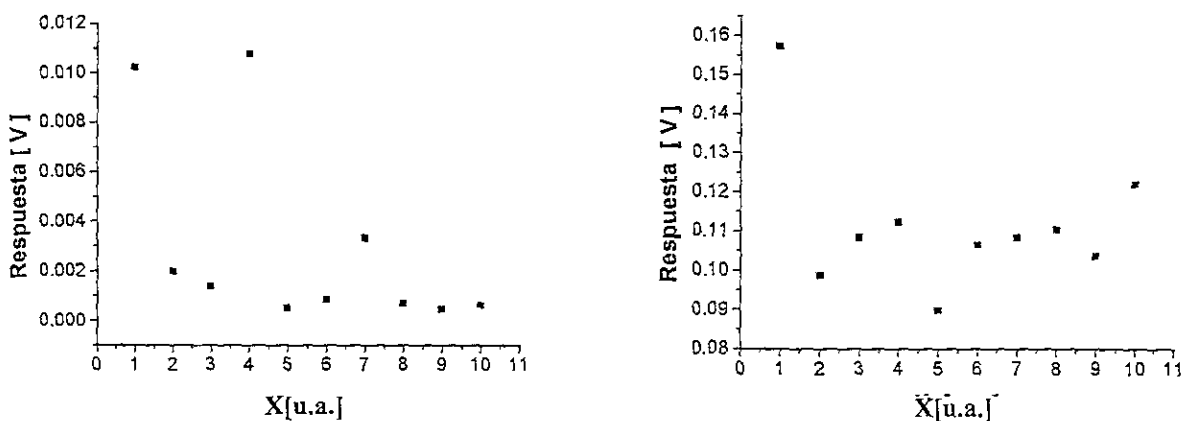


Figura 6.6 Gráfica de la respuesta del detector UDT555 a la luz del láser de helio-neón (632.8 nm) después de atravesar el tejido de los dedos índices de dos personas, incidiendo perpendicularmente sobre una parte de sus uñas

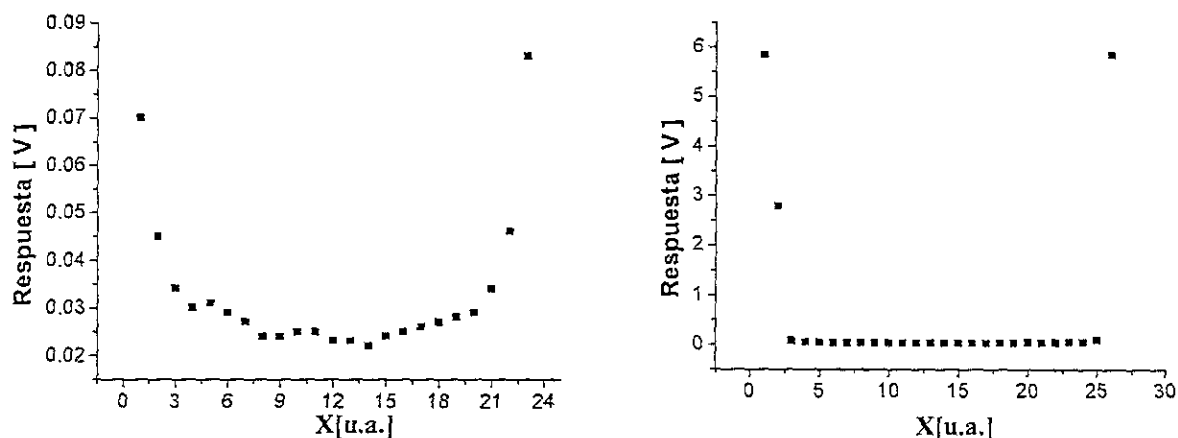


Figura 6.7 Gráficas a diferente escala de la respuesta del detector UDT555 a la luz del láser de helio-neón (632.8 nm) después de atravesar el tejido del dedo índice de una misma persona incidiendo perpendicularmente sobre su uña barrida de extremo a extremo

Ajustando conjuntos de puntos continuos de las gráficas de las figuras 6.3 y 6.4 se puede ver que al variar el espesor del objeto en estudio, la respuesta del fotodetector $R[V]$ se ajusta a un comportamiento exponencial (figuras 6.8 a 6.10). Esto podría ser debido a una atenuación similar al tipo de la ley de Beer-Lambert.

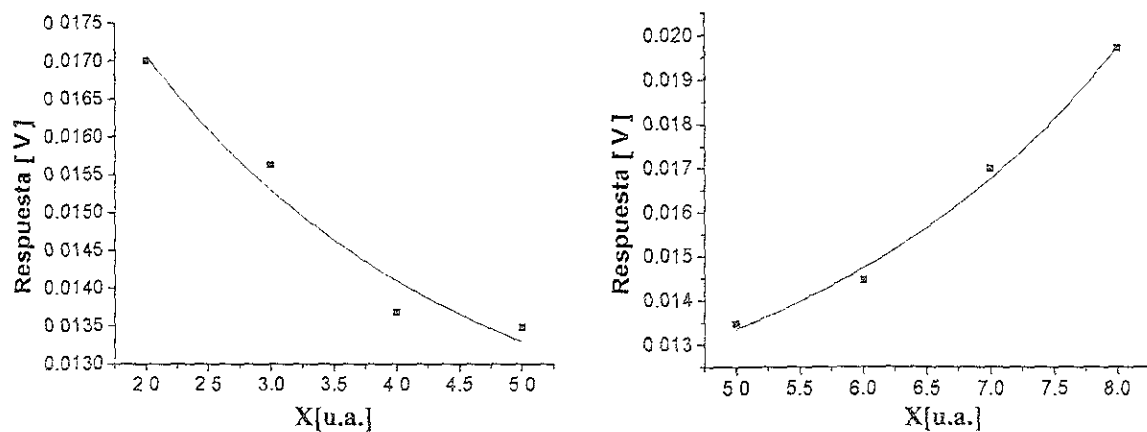


Figura 6.8 Ajuste exponencial de dos conjuntos de puntos de la gráfica izquierda de la figura 6.3 en sus extremos

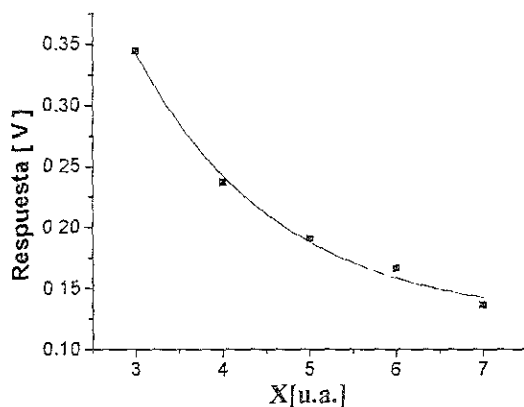


Figura 6.9 Ajuste exponencial de un conjunto de puntos (3 al 7) de la gráfica de la figura 6.4

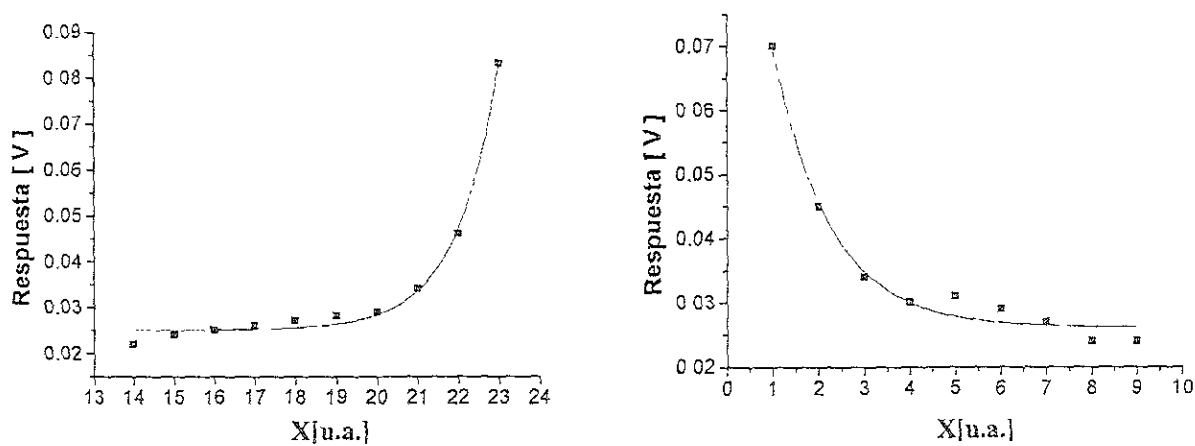


Figura 6.10 Ajuste exponencial de dos conjuntos de puntos de la gráfica izquierda de la figura 6.6 en sus dos extremos

6.2 Resultados de los componentes del dispositivo

6.2.1 Sistema mecánico de prueba

El sistema mecánico de prueba consiste en dos motores de pasos cuyos ejes están unidos a un micrómetro. El desplazamiento se lleva a cabo sobre el plano X-Y.

El software del barrido X-Y (figura 6.11) sobre la muestra se encargará de controlar el microdesplazamiento de arreglo óptico en las direcciones X y Y por medio de los motores de pasos. El barrido se puede realizar en un área definida por el usuario o de manera automática donde el software encuentra primero el contorno de la muestra, para barrer posteriormente únicamente el área delimitada por dicho contorno.

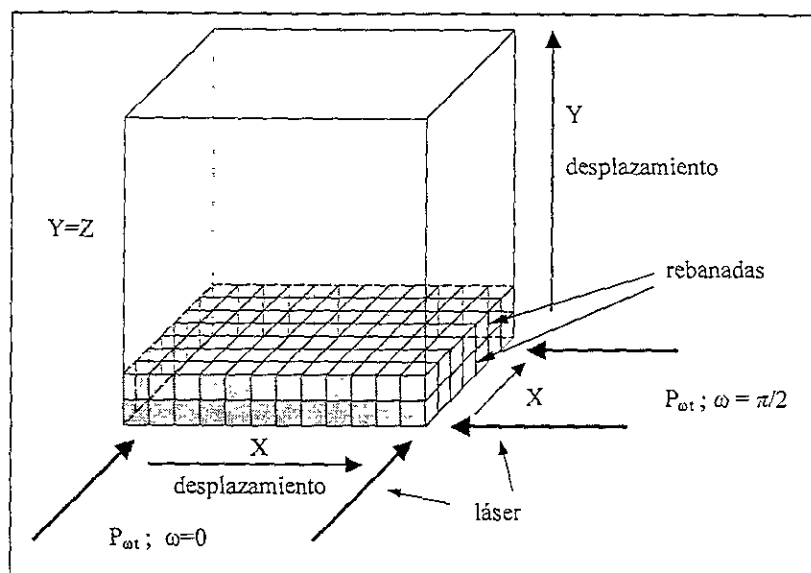


Figura 6.11 Barrido de la muestra en el plano X-Y. Cada voxel o pixel tridimensional representa la absorción del láser en la muestra

Los tiempos de respuesta de integración de la señal de los fotodetectores se pueden obtener utilizando la opción del software llamada "Cronograma".

El barrido de la muestra fue programado de tal manera que se puede realizar simultáneamente con la graficación de los datos experimentales en tiempo real. El barrido se puede realizar por dos opciones. La primera consiste en definir el área de barrido dando los puntos iniciales o coordenadas de la esquina inferior izquierda (x_i, y_i) de la ventana de barrido y posteriormente de su esquina superior derecha (x_f, y_f) (capítulo 5). La segunda consiste en un barrido automático de la muestra, comenzando en la esquina inferior izquierda (x_i, y_i). El láser puede realizar su desplazamiento en el eje X hacia la derecha y hacia la izquierda en el intervalo (x_i, x_f) hasta localizar un extremo de la muestra (x_d, y_d). A partir de esa posición realiza la detección del contorno, siguiendo el perímetro de la muestra hasta llegar al punto inicial (x_d, y_d). Las coordenadas del contorno pueden ser grabadas en un archivo (archivo .DAT). Una vez que se obtenga el contorno, el arreglo óptico puede realizar el barrido en el área dentro del perímetro del contorno.

La figura 5.21 del capítulo 5 muestra el flujo secuencial del barrido sobre la muestra. El programa fue diseñado para obtener y registrar la señal de hasta 8 detectores simultáneamente. La lectura se puede realizar en serie o en paralelo. En el caso de lectura en serie, se leen las señales de un sólo detector, y al terminar, se

prosigue con las lecturas del siguiente y así sucesivamente. En el caso de lectura en paralelo, se realiza una lectura del primer detector, se prosigue con una lectura del segundo, y así sucesivamente hasta obtener una sola lectura de todos los detectores para repetir nuevamente esta secuencia.

La señal se obtiene del puerto [379]. La selección del canal (fotodetector) se realiza direccionando el puerto [378] con el dato binario canal[0..7]. El desplazamiento del arreglo óptico sobre el eje X o Y, se realiza direccionando el puerto [378] con el dato binario del motorX[1..8] ó del motorY[1..8] (Apéndice D).

La señal digital leída en el puerto [379] es la correspondiente a la señal analógica de la fotocorriente, transformada a voltaje (mV) por el convertidor analógico digital MAX118 (Apéndice C). Esta señal es discretizada en una escala de voltaje correspondiente a la máxima señal de 5V entre el número de posibles discretizaciones del MAX118 que es de 255, es decir, una resolución de $5V/255 \approx 20mV$.

El desplazamiento XY es de 0.36 mm por paso de motor, por lo que se pueden obtener, en teoría, píxeles de área $(0.36 \text{ mm})^2$. Uno de los problemas que tiene el desplazamiento por pasos, es el tiempo de barrido de la muestra, que puede llegar a ser de horas, ya que una matriz de [100,100] píxeles, por ejemplo, tardaría

$$100 \times 100 \times \text{tiempo lectura}$$

donde el *tiempo de lectura* es del orden de centésimas de segundo. Aunque esto depende en gran medida de las características del hardware utilizado. En el caso de la PC que se utilizó, el tiempo mínimo de procesamiento entre lectura y lectura es de entre 5 y 6 centésimas de segundo, lo que da para la matriz anterior un tiempo mínimo total de barrido XY igual a $100 \times 100 \times 6 \text{ cs} = 6 \times 10^4 \text{ cs} = 600 \text{ s}$.

Otro problema es la fricción del eje de los motores debido al peso del sistema óptico lo que puede provocar vibraciones que pueden producir ruido en las mediciones.

6.2.2 Características del sistema de accionamiento

Respecto al posicionamiento lineal se tienen las siguientes características

- tiene una resolución de desplazamiento lineal de 0.36 mm por vuelta del micrómetro y de desplazamiento angular de 0.9
- respecto a la repetibilidad de posición, ésta no está limitada a una sola vez, el software puede controlar el proceso un número de veces igual al número de rotaciones n_0 de la muestra. Pero la limitación del proceso recae en el sobrecalentamiento de los motores de pasos y sus consecuencias, por lo que necesita un ventilador para su enfriamiento,
- y en lo que respecta a la exactitud}, la repetibilidad puede variar en un margen de error de $\pm 0.9 \mu\text{m}$ / paso.

En lo que respecta al muestreo óptico de las lecturas del convertidor analógico digital las características son las siguientes

- la resolución de lectura del CAD es de 20 mV/bit
- la repetibilidad de lectura está determinada por el software, ya que el número de lecturas depende del número de lecturas de la señal de los detectores,
- su exactitud está determinada por el margen de error de su mínima lectura, la cual es de $\pm 20 \text{ mV/lectura}$

En lo que respecta al láser, se debe tener cuidado en dejar estabilizar su potencia antes de realizar las medidas experimentales.

6.2.3 Características de la imagen del barrido X-Y

La relación entre la imagen real y la imagen de pantalla es la siguiente:

$$\text{número de pixeles} \equiv \left[\frac{\text{longitud de la base}(Lx)}{\text{diámetro del láser}(e)} \right]^2 \quad (5.16)$$

donde la longitud de la base $Lx = 150$ mm en el caso de que se desee realizar un barrido de longitud igual al diámetro de la base de la muestra y el diámetro del haz láser $e = 1$ mm. Lo anterior da por resultado una matriz máxima de dimensión 150×150 pixeles de área igual a $e^2 = 1$ mm², en el caso de que el desplazamiento lineal Δx del láser sea igual a $e = 1$ mm, es decir,

$$N_{\text{pixeles}} = \frac{Lx}{e} = \frac{15 \text{ cm}}{1 \text{ mm}} = \frac{15 \text{ cm}}{0.1 \text{ cm}} = 150 \quad (5.18)$$

El múltiplo más cercano 2^n de 150 pixeles es $2^7 = 128$ pixeles, lo que equivale a 128 mm. Por conveniencia se puede utilizar una matriz imagen de $2^7 \times 2^7$ pixeles (capítulo 1).

Se tiene entonces una equivalencia de la matriz Real [$128 \text{ mm} \times 128 \text{ mm}$] y de la matriz de Imagen [$2^7 \times 2^7$] pixeles (figura 5.10).

La posición inicial del láser sobre los ejes X y Y, para enviar el primer rayo es de (Lx_0, Ly_0) donde $Lx_0 = (150 \text{ mm} - 128 \text{ mm})/2 = 11 \text{ mm}$ y análogamente $Ly_0 = (150 \text{ mm} - 128 \text{ mm})/2 = 11 \text{ mm}$.

6.2.4 Resultados de prueba del algoritmo de reconstrucción

Las condiciones necesarias para obtener la matriz imagen de reconstrucción más aproximada a la matriz real depende de:

- el número de iteraciones,
- el número de proyecciones n_o ,
- el factor de contraste $f_{\text{contraste}}$,
- las dimensiones de la matriz real y de la matriz imagen.

Para probar si los algoritmos implementados en el *software* daban los resultados esperados de la reconstrucción de la imagen se generaron matrices con la función aleatoria (*random*) para simular coeficientes de transporte μ_r absolutos.

El resultado de la técnica de retroproyección fue el esperado, ya que detectó las coordenadas $[x, y]$ de la matriz imagen donde se encontraban las zonas homogéneas, es decir, zonas donde los coeficientes de atenuación eran iguales o muy parecidos. El tiempo de procesamiento estuvo en el intervalo de 1 a 5 segundos, dependiendo del tamaño de las matrices.

En seguida se utilizaron las matrices obtenidas con el algoritmo de retroproyección para aplicarles la técnica iterativa de reconstrucción algebraica para evaluar el funcionamiento del algoritmo implementado y descrito en el capítulo 3. A diferencia de la técnica de retroproyección, el tiempo por iteración aumentaba en una proporción cuadrada al aumentar el tamaño de las matrices llegando a ser del orden de varios minutos. Pero su ventaja radica en la obtención de una imagen más cercana a la verdadera.

A la matriz de proyecciones $MP[n_\omega, n_t]$ se le aplicó el método de retroproyección para obtener la matriz imagen inicial de reconstrucción $M[n, m]$. Esta matriz es la primera aproximación de la imagen tomográfica, pero todavía muy lejos de ser la matriz más cercana a la imagen real.

A partir de esta matriz imagen inicial aproximada, se procede a aplicar el método iterativo o algebraico para obtener en teoría la imagen más aproximada, de la imagen real. Es necesario mencionar que en la tomografía óptica el proceso de reconstrucción no es tan simple. Para ello es necesario realizar una gran cantidad de mediciones experimentales, así como la aplicación de diferentes modelos de reconstrucción que incluyan las propiedades de dispersión de una gran cantidad de medios con índices de atenuación de transporte aleatorios como son los del tejido humano.

La retroproyección inicia con la limitación de la imagen a una matriz virtual $F[n', m']$ ($n' \leq n$ y $m' \leq m$) dentro de la matriz principal $M[n, m]$. Los límites se obtienen utilizando la matriz de proyecciones $MP[n_\omega, n_t]$ cuando $\omega=0$ y $\omega=\pi/2$. Las proyecciones cuyo valor de atenuación es cero, indican que no existe ninguna muestra entre el láser y el detector en esas posiciones de barrido. Las celdas de la matriz que forman la línea de proyección (t) se llenan con una constante arbitraria menor de cero sólo como una forma de etiquetar las celdas que no intervendrán en la reconstrucción de la imagen y en la imagen misma (figura 5.24). Esto es lo que delimita la matriz virtual, simplificando así el dominio de reconstrucción.

El bloque del lado derecho de la figura 5.24 hace referencia a la generación de la matriz de retroproyección, donde se genera la matriz inicial $F[n', m']$. Los valores de $F[n', m']$ se obtienen celda por celda ($F[i, j]$) sumando las proyecciones $P_{\omega t}$ que inciden en la posición $[i, j]$ de la matriz en cada una de las rotaciones de la muestra $\omega[1...n]$. Una vez obtenidos los valores de la matriz de proyecciones $MP[n_\omega, n_t]$, se multiplican por un factor de reducción para evitar un desbordamiento en las sumas de las proyecciones, ya que éstas son de tipo entero y tienen un valor límite superior.

El método algebraico se muestra en la figura 5.25. Se inicia con la aplicación del *factor de contraste* a la matriz de proyecciones $MP[n_\omega, n_t]$. El objetivo de este factor es aumentar la aproximación a la imagen real al hacer coincidir las proyecciones obtenidas a valores de la matriz de proyecciones a valores enteros más grandes. Por ejemplo para factores de contraste de 1, 10 y 100, hay una mayor precisión en la suma de los enteros como se muestra en seguida.

Se tiene que

$$reparte = \frac{[(MP[n_\omega, n_t] - suma\{P_{\omega t}\}) * factor\ de\ contraste]}{nceldas}$$

Sean $n_\omega = 0$, $t = 2$ y $MP[0, 2] = 100$, y sea 80 la suma de 3 celdas involucradas en la proyección $MP[0, 2]$, es decir, $suma\{P_{0, 2}\} = 80$ y $nceldas = 3$.

Sustituyendo en la ecuación anterior se tiene que

$$factor\ de\ contraste = 1 \Rightarrow reparte = \left[\frac{(100 * 1 - 80)}{3} \right] = 6$$

$$suma + nceldas * reparte = 98; \quad \%diferencia = \frac{(100 - 98)}{100} = 0.02 = 2\%$$

$$factor\ de\ contraste = 10 \Rightarrow reparte = \left[\frac{(100 * 10 - 800)}{3} \right] = 66$$

$$suma + nceldas * reparte = 998; \quad \%diferencia = \frac{(1000 - 998)}{1000} = 0.002 = 0.2\%$$

$$\text{factor de contraste} = 100 \Rightarrow \text{reparte} = \left\lceil \frac{(100 * 100 - 8000)}{3} \right\rceil = 666$$

$$\text{suma} + \text{nceldas} * \text{reparte} = 9998; \quad \% \text{diferencia} = \frac{(10000 - 9998)}{10000} = 0.0002 = 0.02\%$$

Como se puede ver, para un factor de contraste adecuado, la aproximación a los valores exactos es mayor. Esto es un factor importante que se ve reflejado en una mejor aproximación a la imagen *Real*.

Con el método algebraico, en cada iteración se obtiene una nueva matriz imagen. Por ello se tiene la necesidad de realizar en cada iteración la suma de los valores de las celdas y su conteo para obtener el valor de cada proyección P_{ω} . Esta proyección se compara con la de la matriz de proyecciones $MP[n_{\omega}, n_i]$, obteniéndose la cantidad por repartir, es decir,

$$\text{reparte} = \frac{MP[n_{\omega}, n_i] - \text{suma}[P_{\omega}]}{\text{nceldas}}$$

Se procede a sumar a cada celda de la matriz $F[n', m']$ el valor de la constante reparte, es decir, $F[n', m'] = F[n', m'] + \text{reparte}$. El número de iteraciones debe ser de tal manera que se obtenga una matriz $F[n', m']$ que no sufra cambios después de z iteraciones.

Los tiempos de reconstrucción por el método de retroproyección utilizando una PC Pentium II de 233 MHz se muestran en la figura 6.12

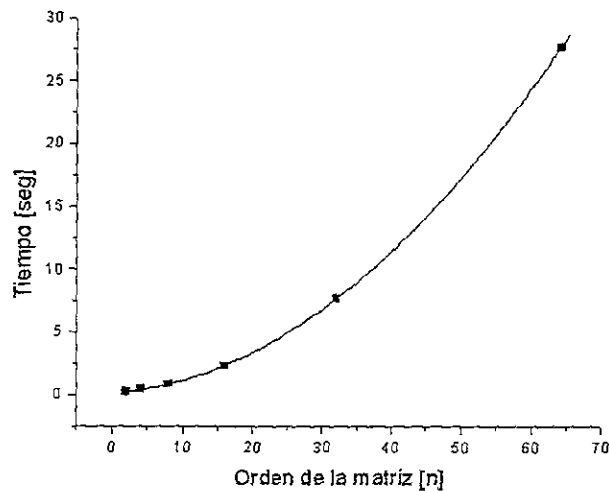


Figura 6.12 Gráfica del orden de la matriz imagen $[n]$ contra el tiempo de reconstrucción para el método de retroproyección

Los datos de la figura 6.12 se ajustan a una función polinómica de orden 2 o cuadrática, por lo tanto los tiempos de reconstrucción pueden interpolarse con la función cuadrática para matrices de orden mayor a $n = 64$.

Los tiempos de reconstrucción de una iteración del método algebraico utilizando la misma PC Pentium II de 233 MHz se muestran en la figura 6.13. Análogamente, los datos de la gráfica se ajustan a una función polinómica de orden 2. A diferencia del método de retroproyección, los tiempos se incrementan considerablemente, pasando del orden de segundos al de minutos por iteración. Pero el método de retroproyección da como resultado una imagen poco precisa en comparación con la del método algebraico después de algunas iteraciones.

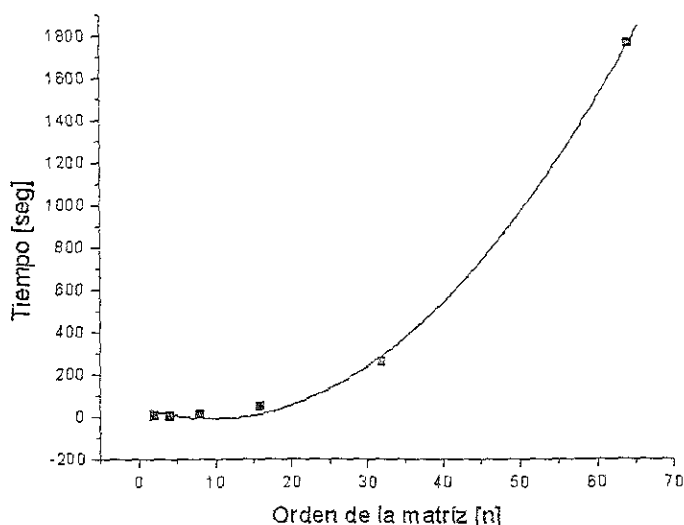


Figura 6.13 Gráfica del orden de la matriz imagen $[n]$ contra el tiempo de reconstrucción para el método algebraico

Por otra parte la gráfica de la figura 6.14 presenta los valores teóricos de la profundidad lineal X [mm] de penetración de la luz contra μ_{tr} [mm^{-1}] para una transmitancia de $I/I_0 = 1/256$ (equivalente a la resolución del CAD de $5v/256 \approx 20$ mV), que pueden utilizarse en las simulaciones de reconstrucción de imágenes.

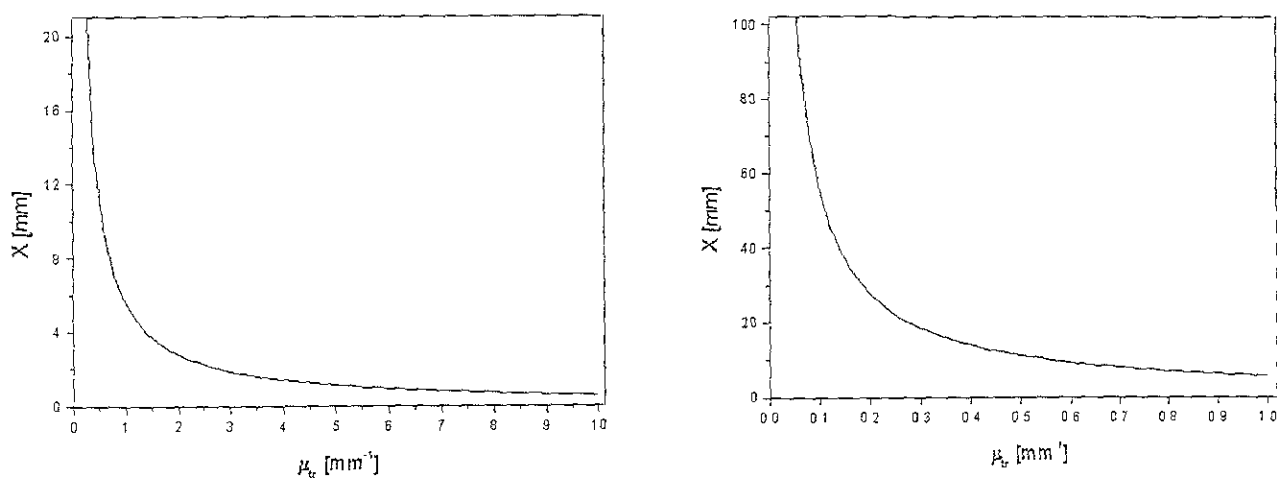


Figura 6.14 Profundidad lineal X [mm] de penetración de la luz vs. coeficiente de atenuación de transporte μ_{tr} [mm^{-1}] para una transmitancia de $I/I_0=1/256$

6.3 Resultados del programa de reconstrucción de imágenes

Las imágenes obtenidas utilizando los algoritmos de reconstrucción (descritos y desarrollados en los capítulos 3 y 5, respectivamente) con valores simulados de coeficientes de atenuación de transporte μ_{tr} , se muestran en las figuras 6.15 a 6.28. Cada figura muestra cuatro imágenes, de las cuales la primera representa la imagen original, la segunda la imagen de reconstrucción por el método de retroproyección simple, la tercera la reconstrucción de la iteración número uno del método iterativo o algebraico y finalmente la cuarta representa la imagen en una iteración cercana antes de alcanzar a reconstruir totalmente la imagen original.

Los ejes X y Y representan las coordenadas espaciales en unidades absolutas (u.a.) y los niveles de gris, color, o eje Z representan los valores absolutos de μ_r . Para la reconstrucción de la imagen se consideró un número de 36 proyecciones entre los 0° y los 180° , es decir, cada proyección tenía 5° de diferencia. Todas las gráficas de las figuras 6.15 a 6.28 fueron creadas utilizando el paquete de graficación de bases de datos *Origin 5.0*.

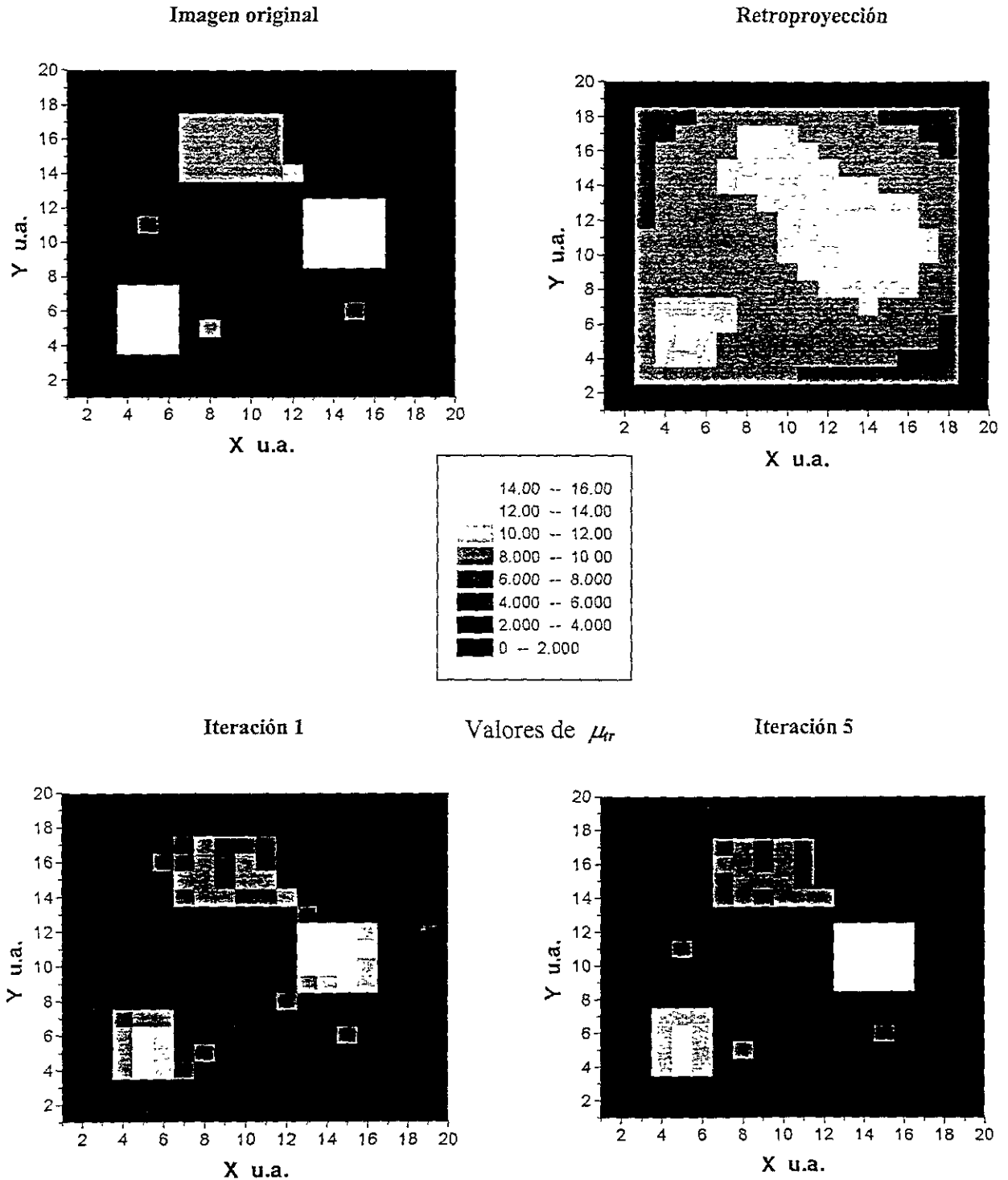


Figura 6.15 Reconstrucción de la imagen simulada I en escala de grises con píxeles rectangulares.

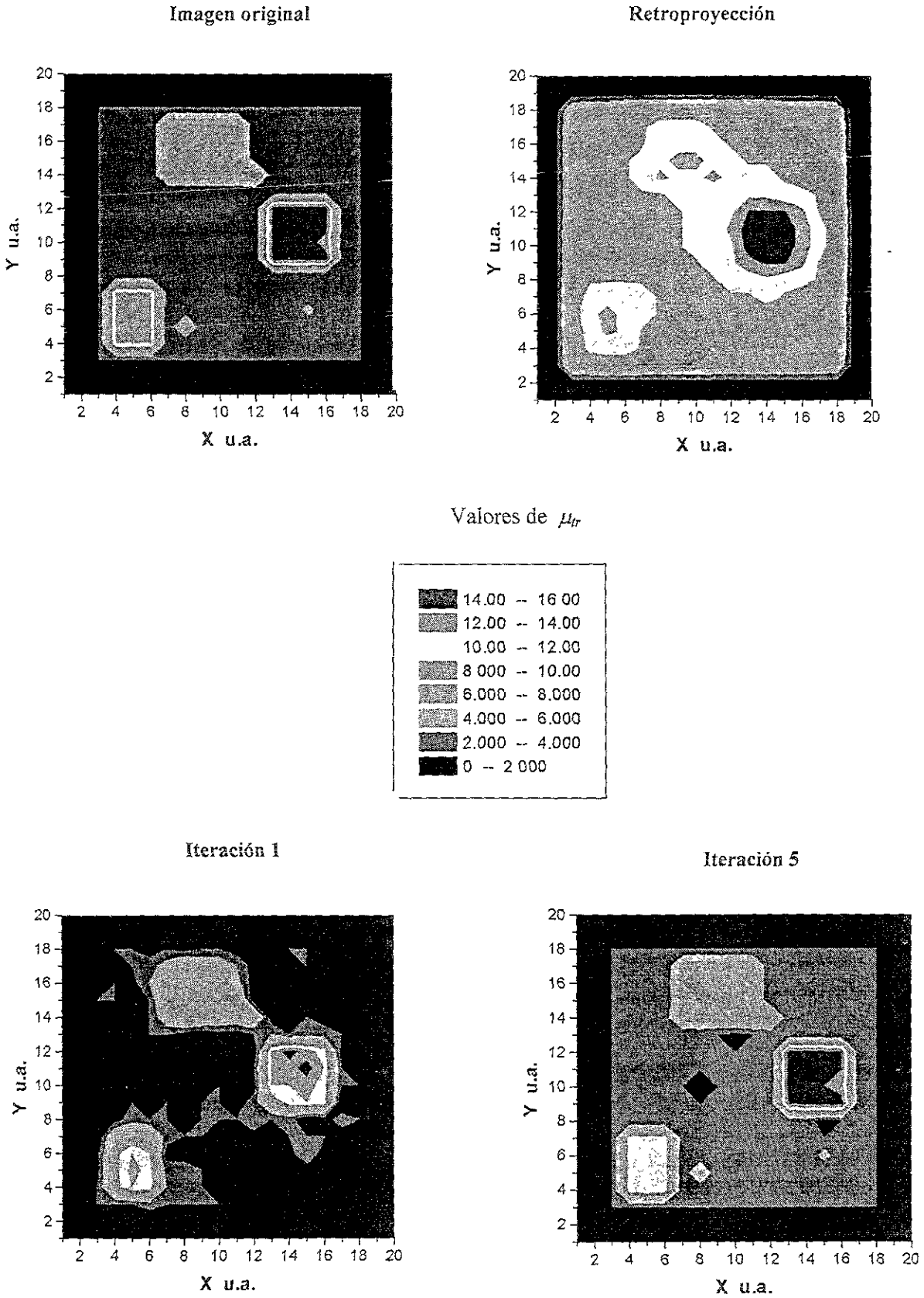
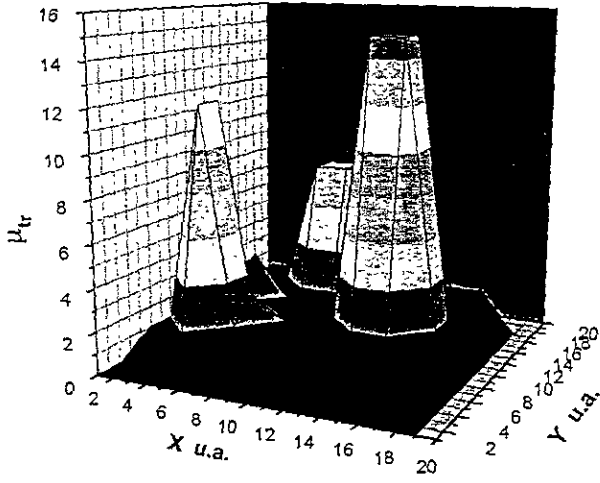
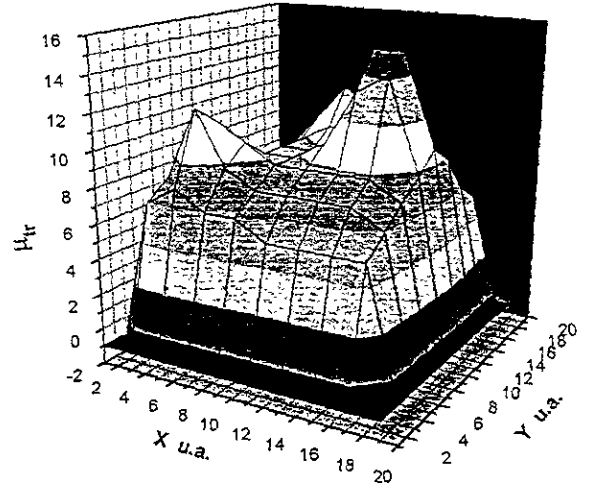


Figura 6.16 Reconstrucción de la imagen simulada I en tonos continuos.

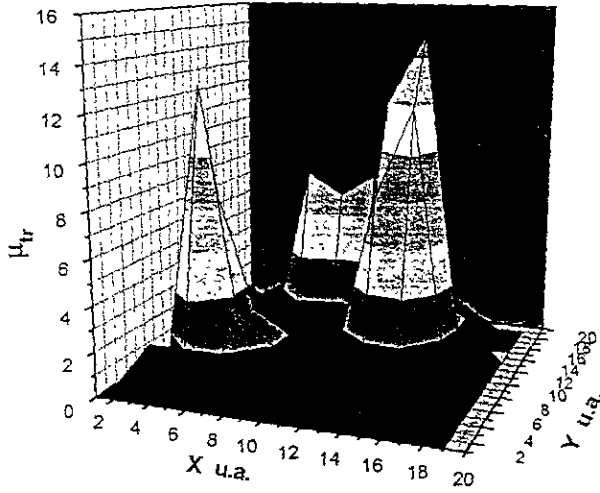
Imagen original



Retroproyección



Iteración 1



Iteración 10

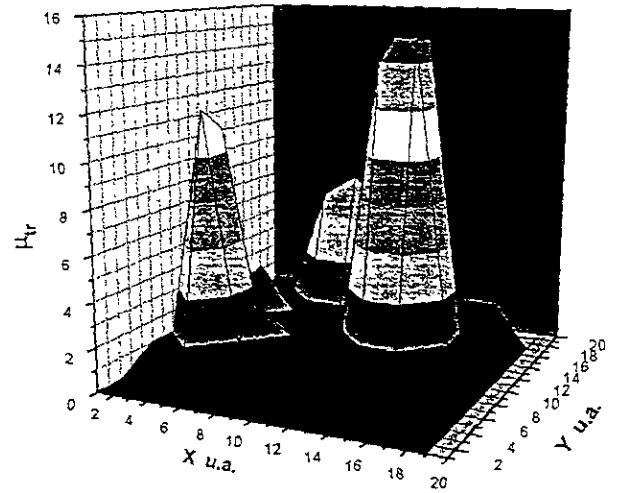


Figura 6.17 Reconstrucción de la imagen simulada I en 3D

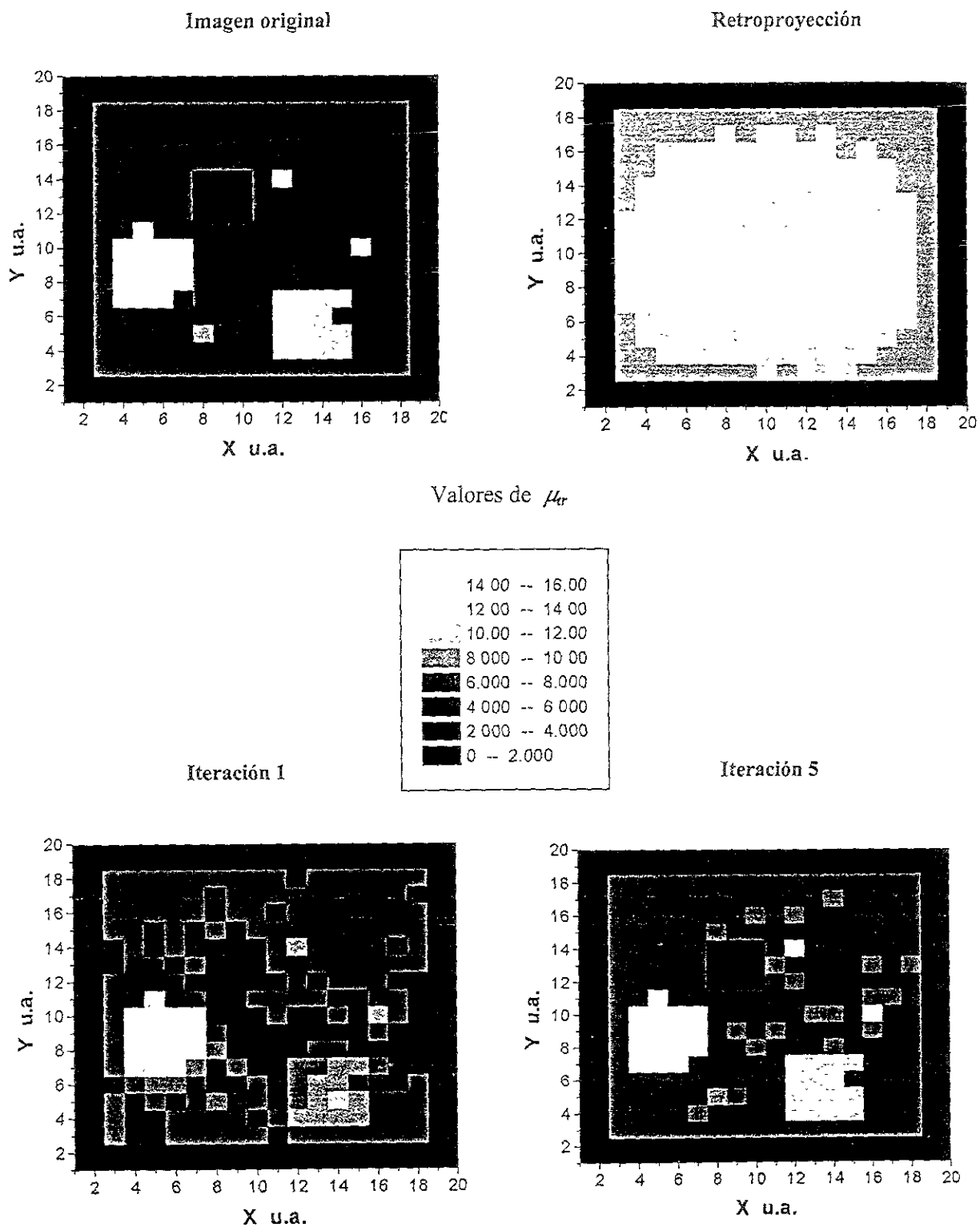
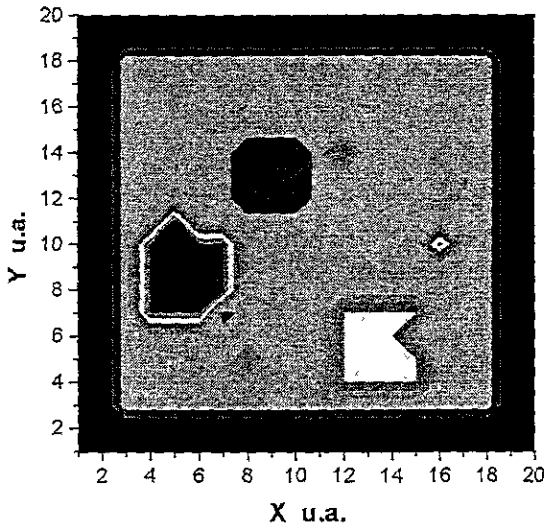
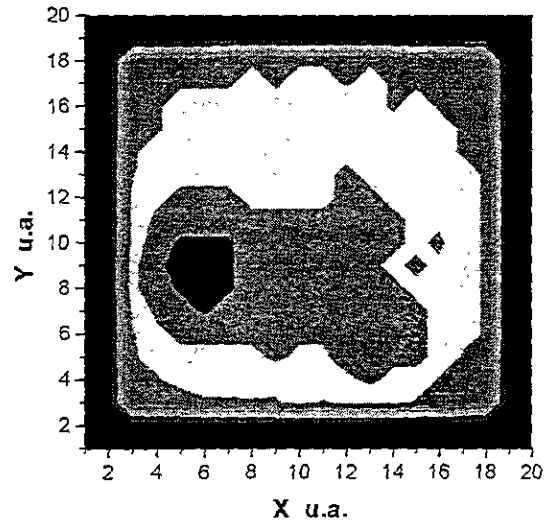


Figura 6.18 Reconstrucción de la imagen simulada II en escala de grises con píxeles rectangulares

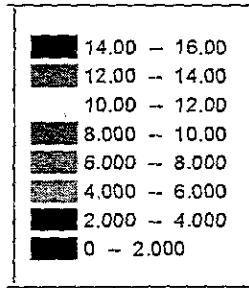
Imagen original



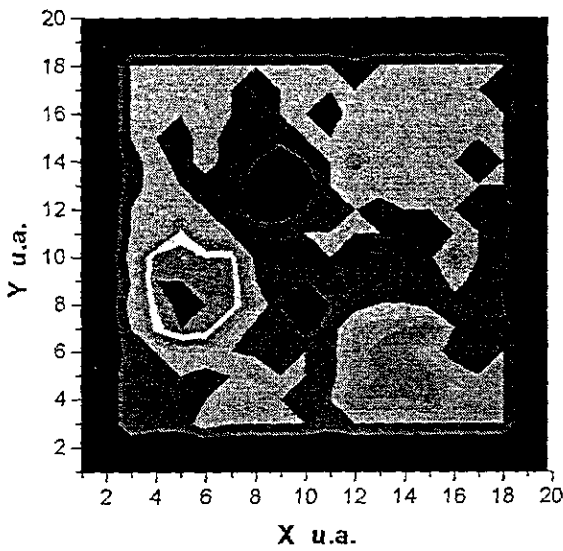
Retroproyección



Valores de μ_r



Iteración 1



Iteración 10

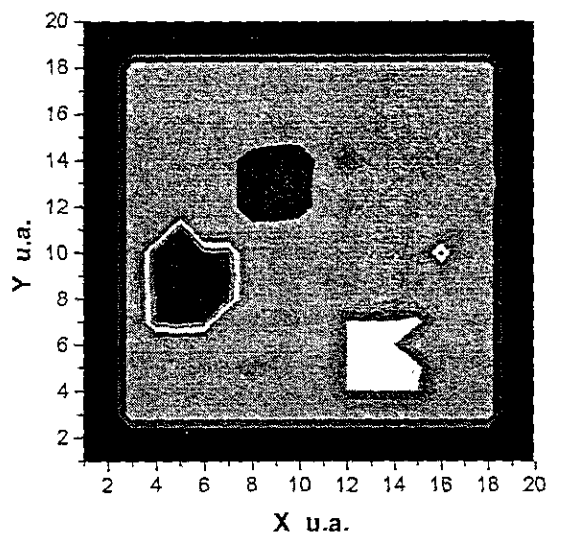
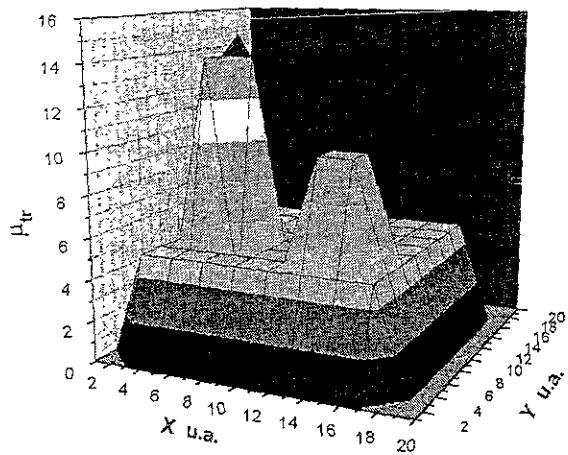
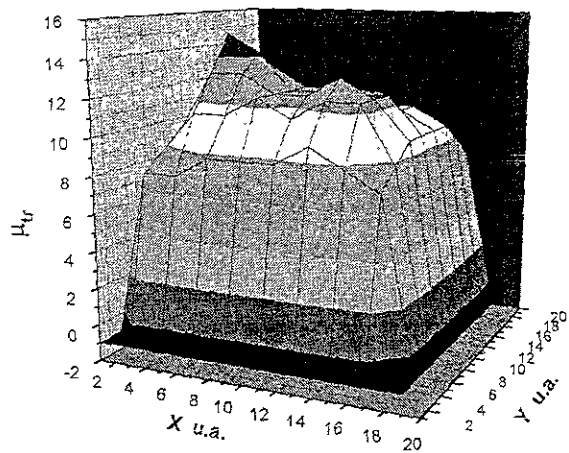


Figura 6.19 Reconstrucción de la imagen simulada II en tonos continuos

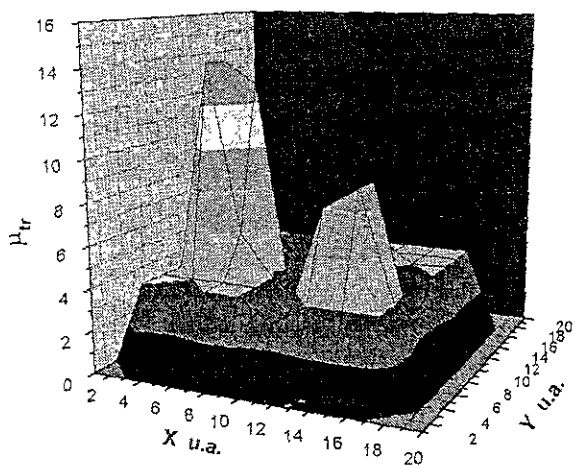
Imagen original



Retroproyección



Iteración 1



Iteración 10

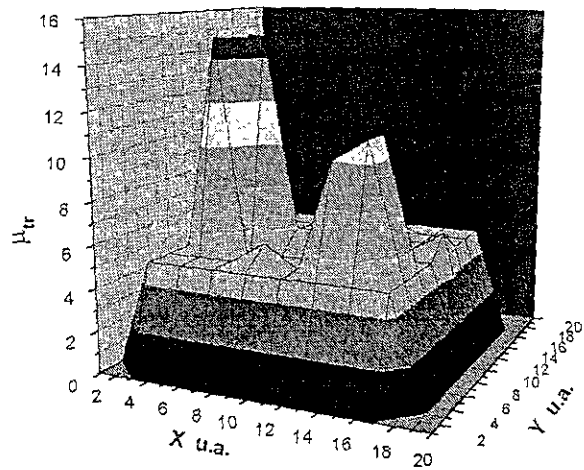


Figura 6.20 Reconstrucción de la imagen simulada II en 3D

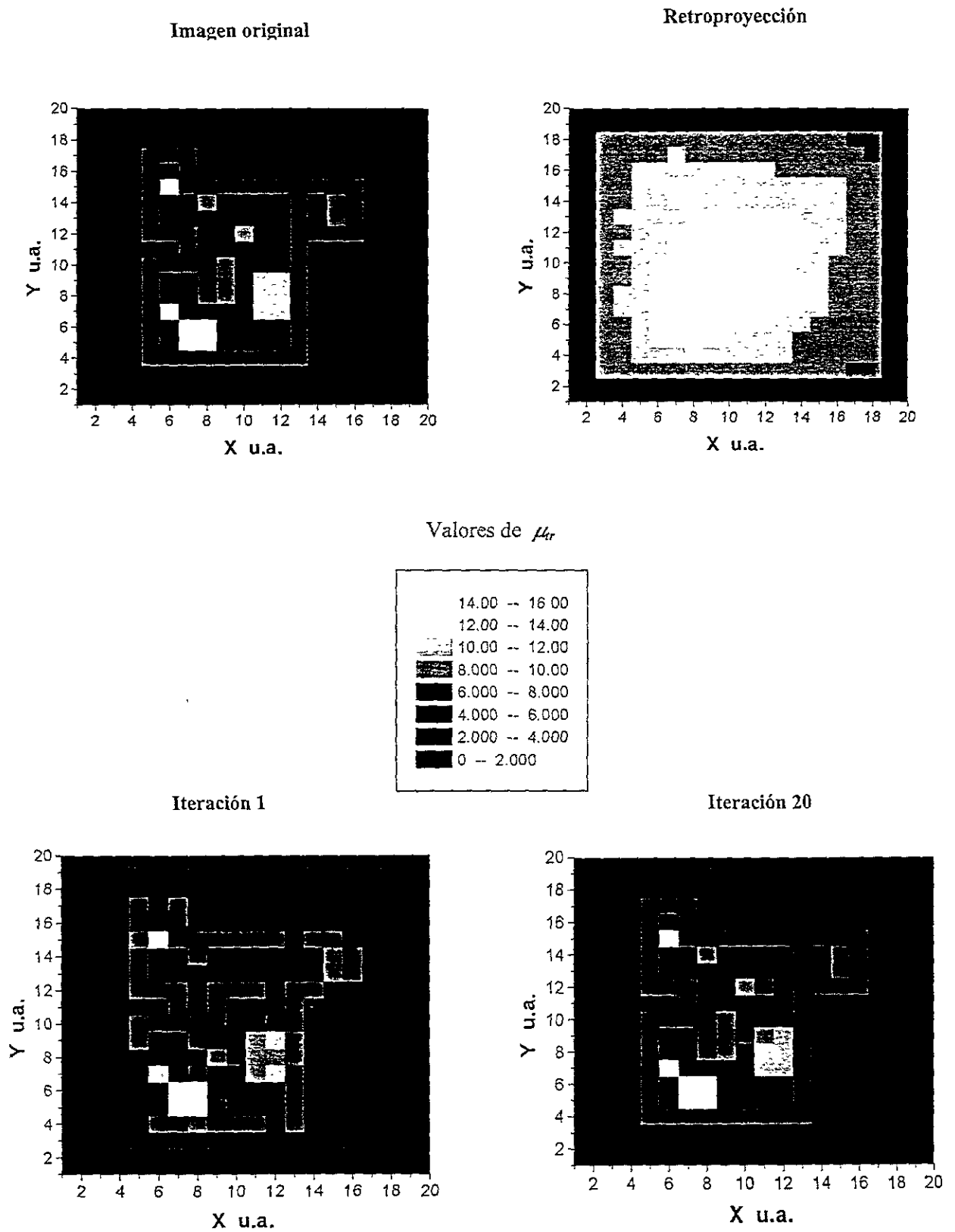
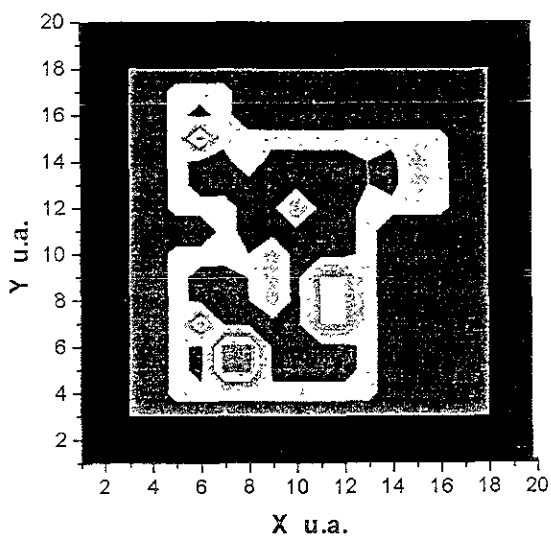
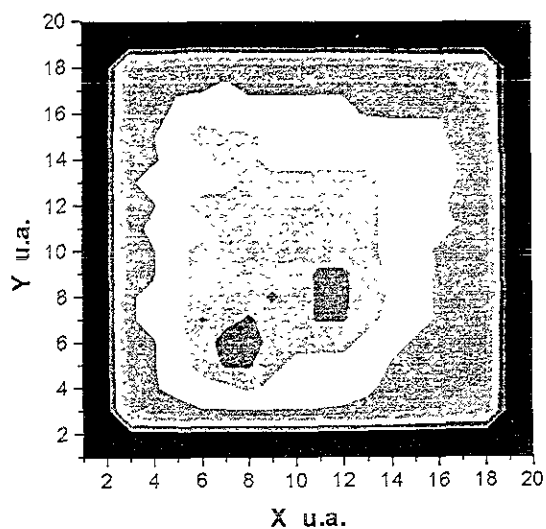
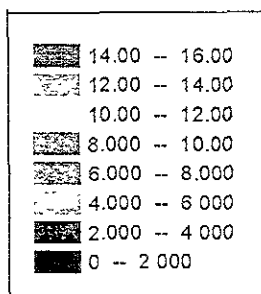


Figura 6.21 Reconstrucción de la imagen simulada III en escala de grises con píxeles rectangulares

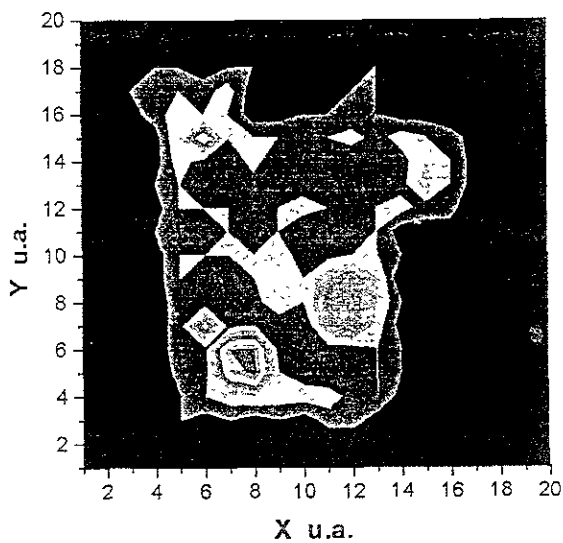
Imagen original



Retroproyección

Valores de μ_r 

Iteración 1



Iteración 20

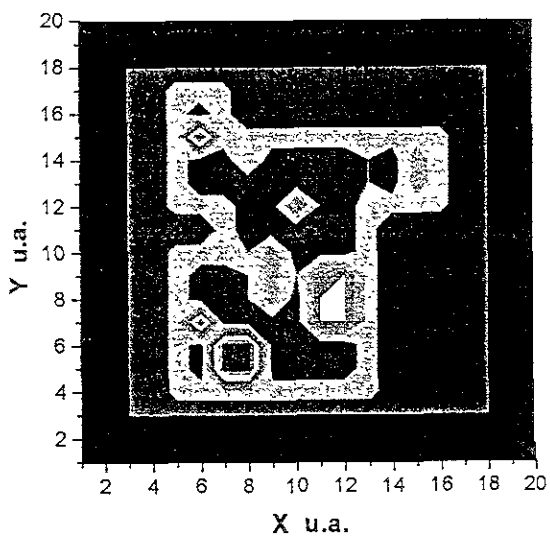
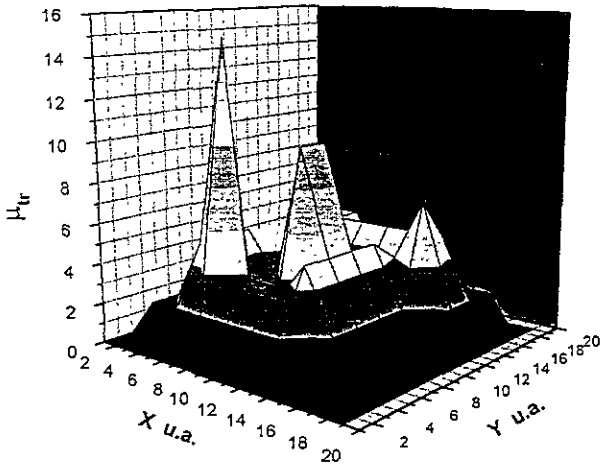
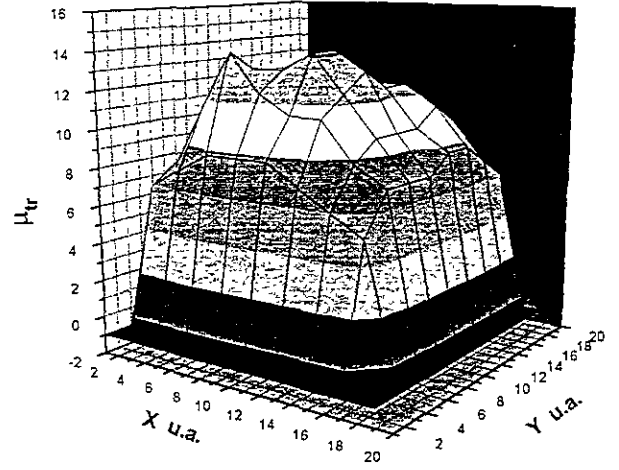


Figura 6.22 Reconstrucción de la imagen simulada III en tonos continuos

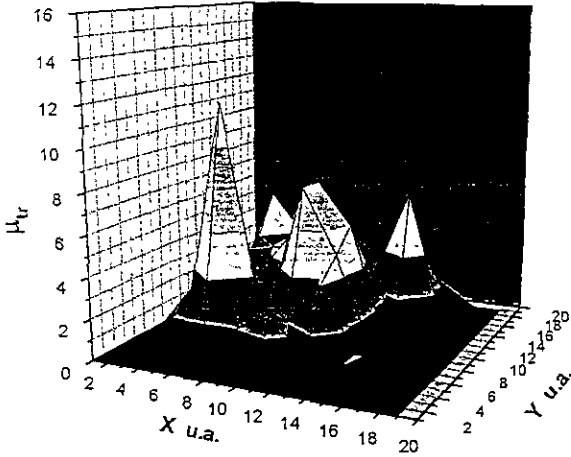
Imagen original



Retroproyección



Iteración 1



Iteración 20

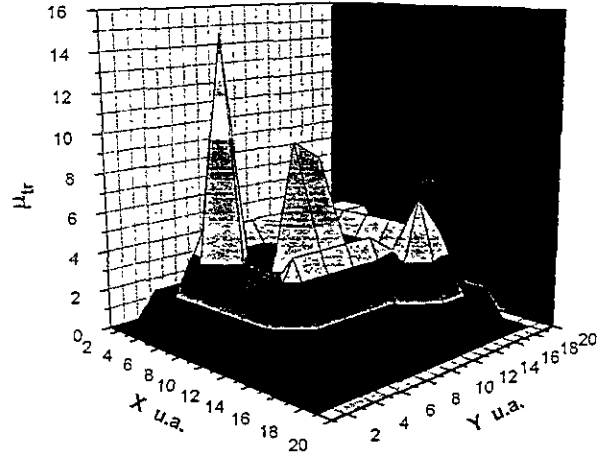
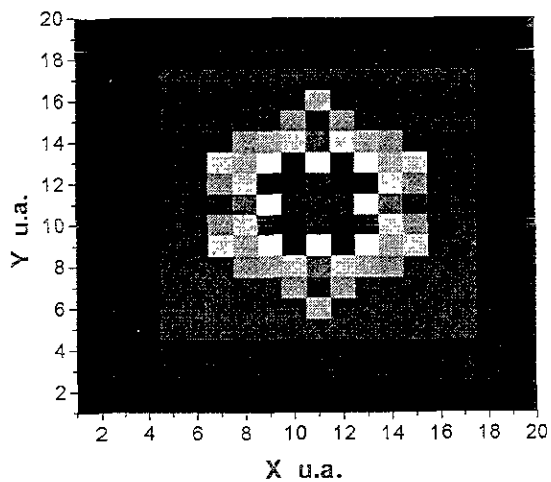
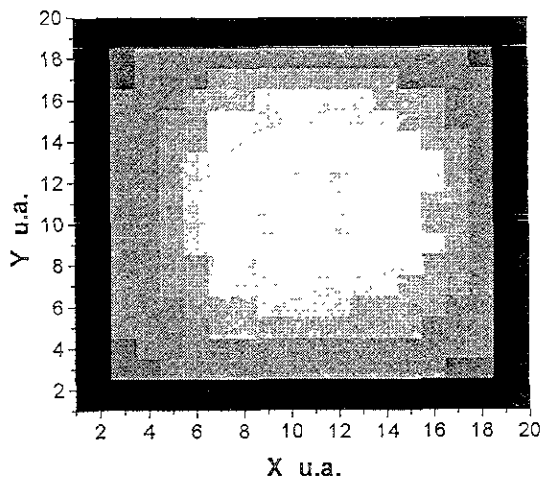
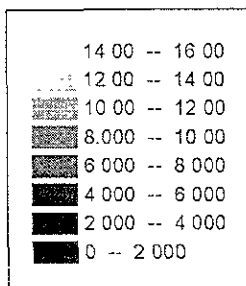


Figura 6.23 Reconstrucción de la imagen simulada III en 3D

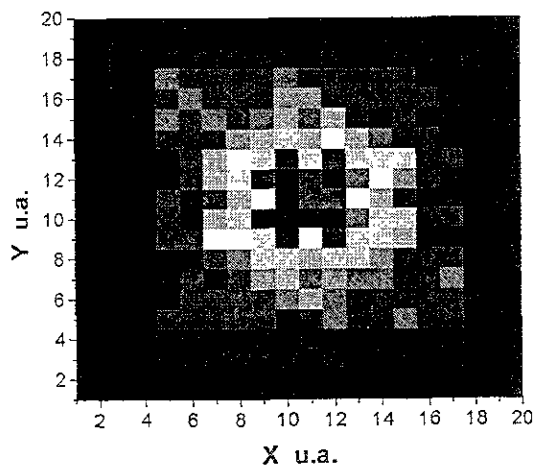
Imagen original



Retroproyección

Valores de μ_{tr} 

Iteración 1



Iteración 30

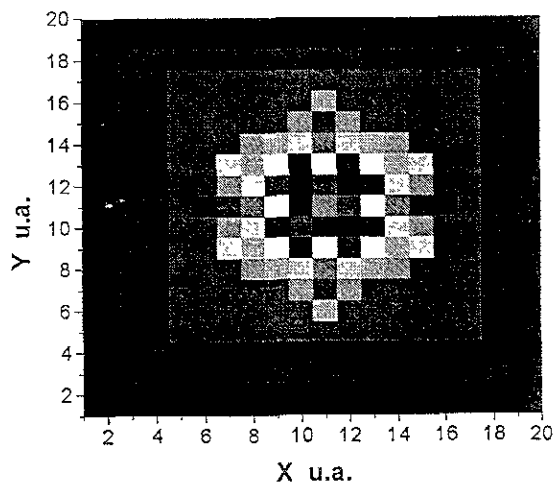
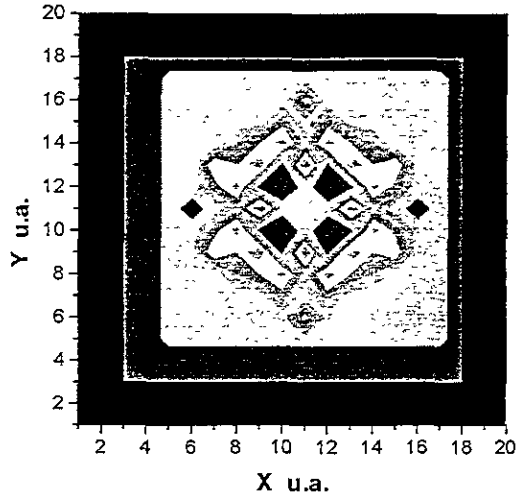
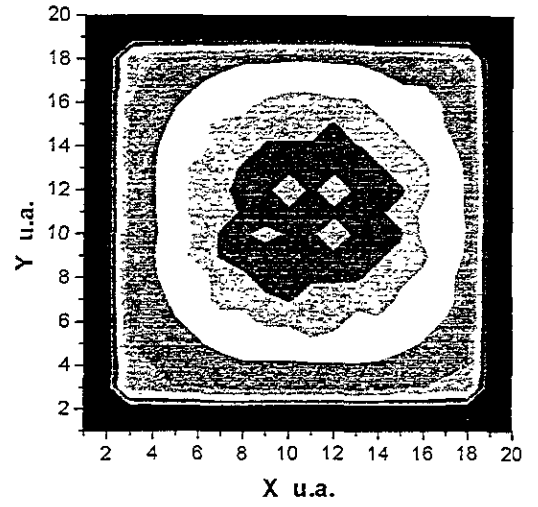
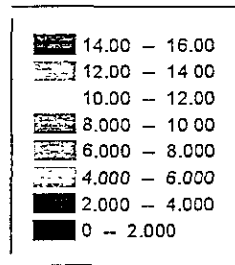


Figura 6.24 Reconstrucción de la imagen simulada IV en escala de grises con pixeles

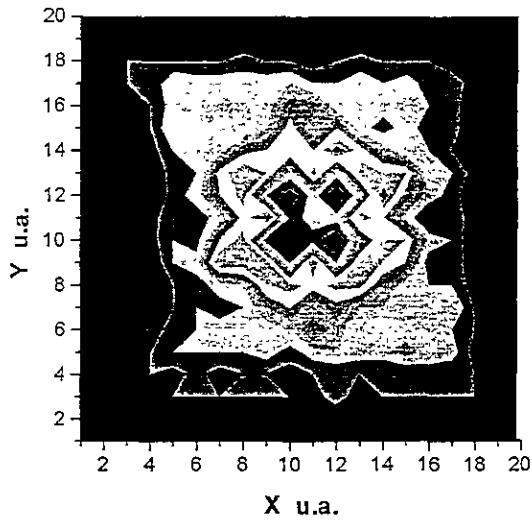
Imagen original



Retroproyección

Valores de μ_r 

Iteración 1



Iteración 30

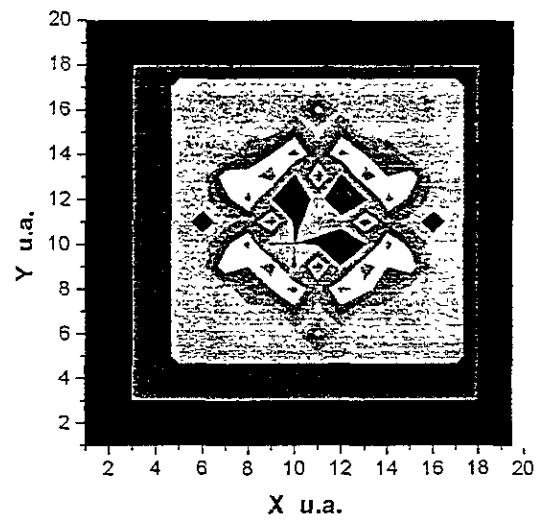
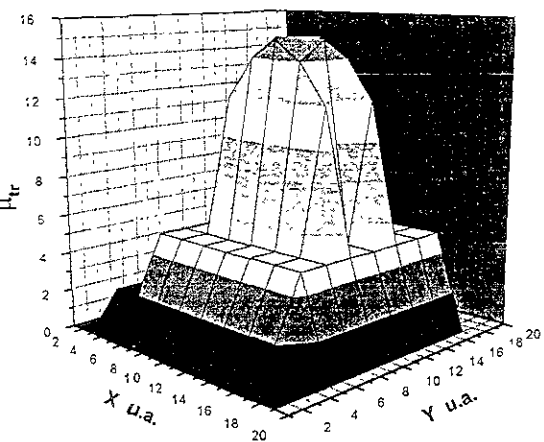
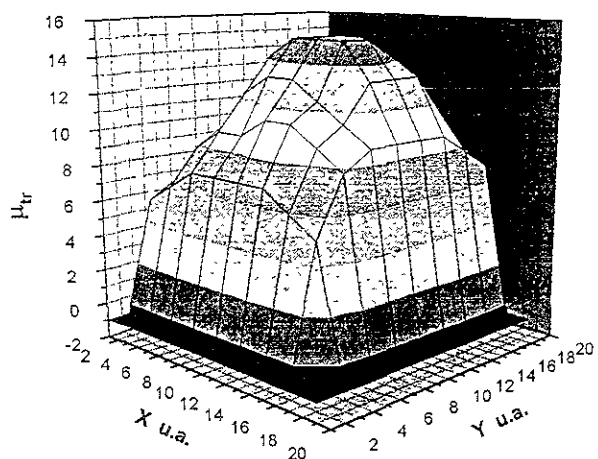


Figura 6.25 Reconstrucción de la imagen simulada IV en tonos continuos

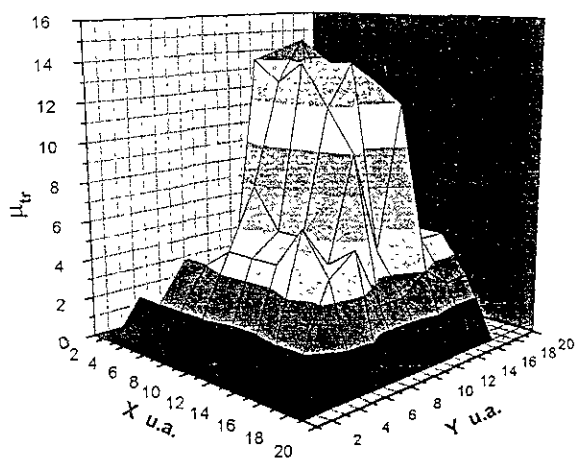
Imagen original



Retroproyección



Iteración 1



Iteración 30

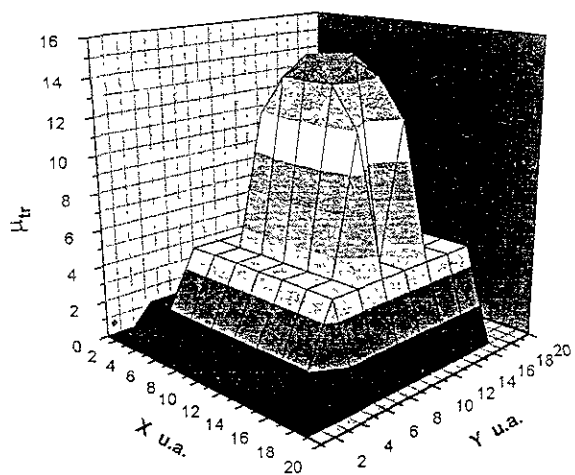
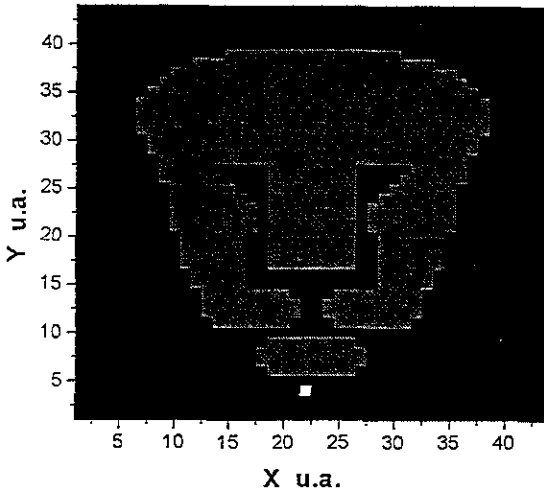
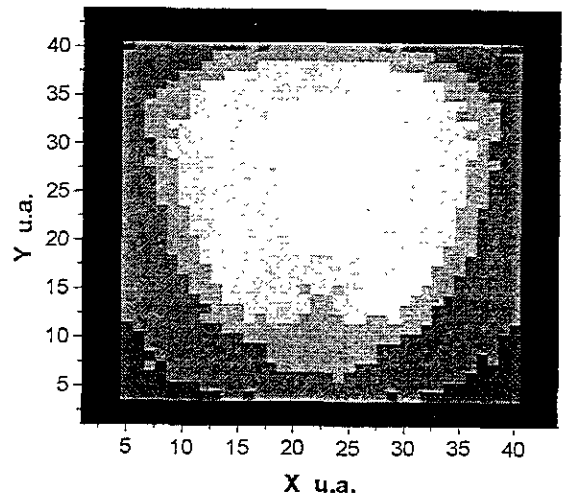
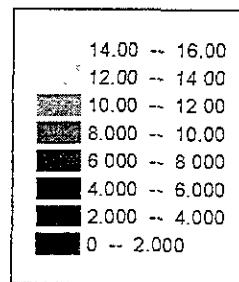


Figura 6.26 Reconstrucción de la imagen simulada IV en 3D

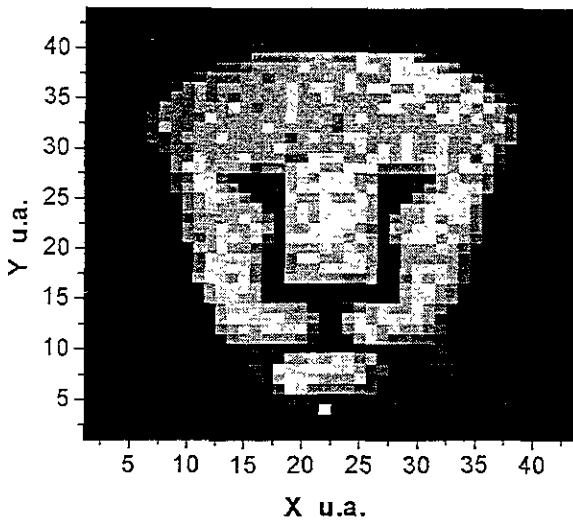
Imagen original



Retroproyección

Valores de μ_{tr} 

Iteración 1



Iteración 5

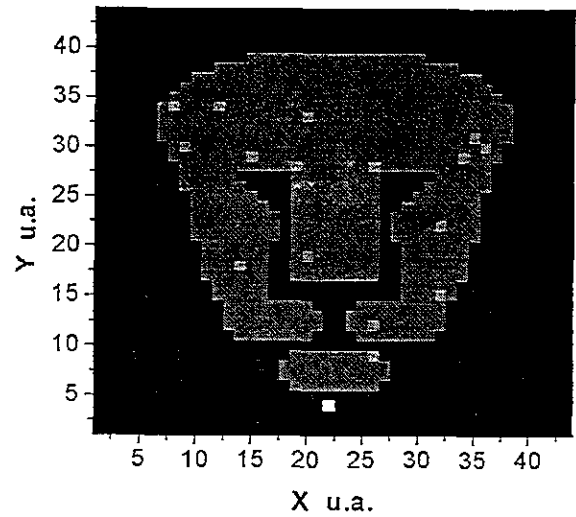
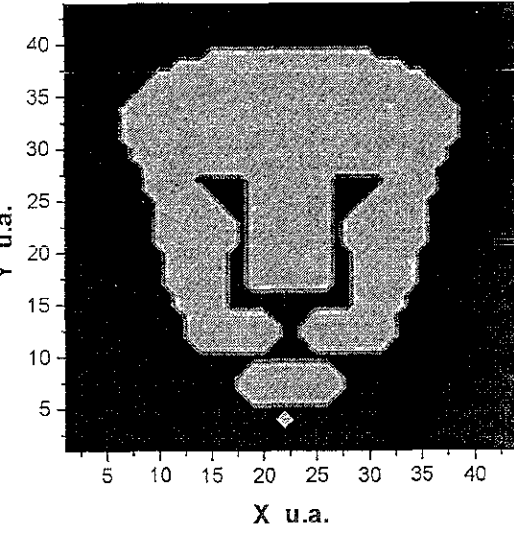
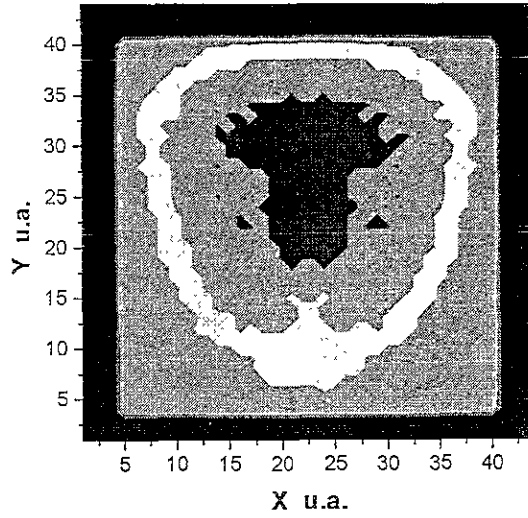


Figura 6.27 Reconstrucción de la imagen simulada V en escala de grises con pixeles rectangulares

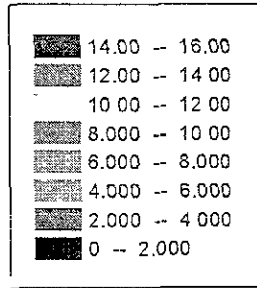
Imagen original



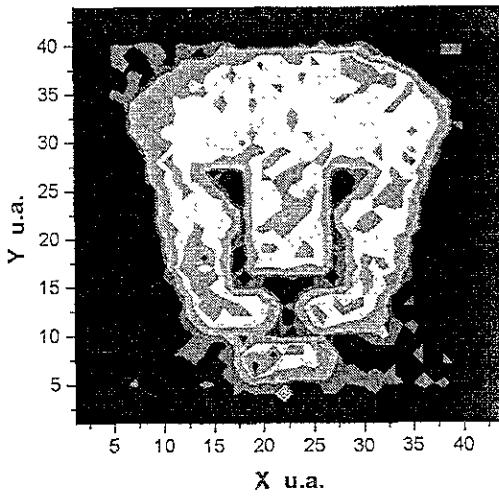
Retroproyección



Valores de μ_{tr}



Iteración 1



Iteración 13

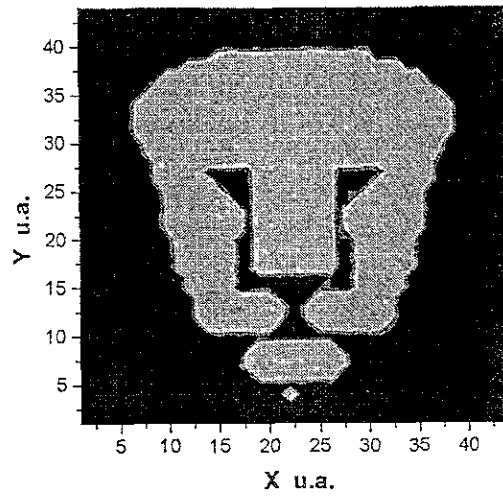


Figura 6.28 Reconstrucción de la imagen simulada V en tonos continuos

6.4 Resultados con un modelo (dulce)

Las gráficas de las figuras 6.29 a 6.31 muestran las medidas experimentales de transmitancia utilizando un láser de 650 nm y un fotodetector UDT-555. El objeto utilizado como muestra fue un dulce de aproximadamente 12 mm x 12 mm x 4 mm con una pasa en su interior de aproximadamente 2 mm x 2 mm x 2 mm. Los componentes del dulce o caramelo se describen en el Apéndice G. La transmitancia mínima fue de 0.0078 y la máxima de 0.0203. Las gráficas fueron creadas utilizando el paquete de graficación de bases de datos Origin 5.0.

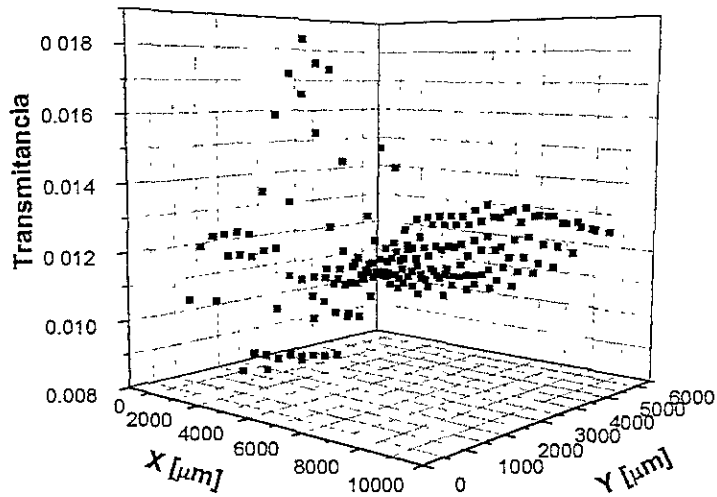


Figura 6.29 Gráfica de transmitancia de la luz láser de 650 nm sobre un dulce con una pasa en su interior

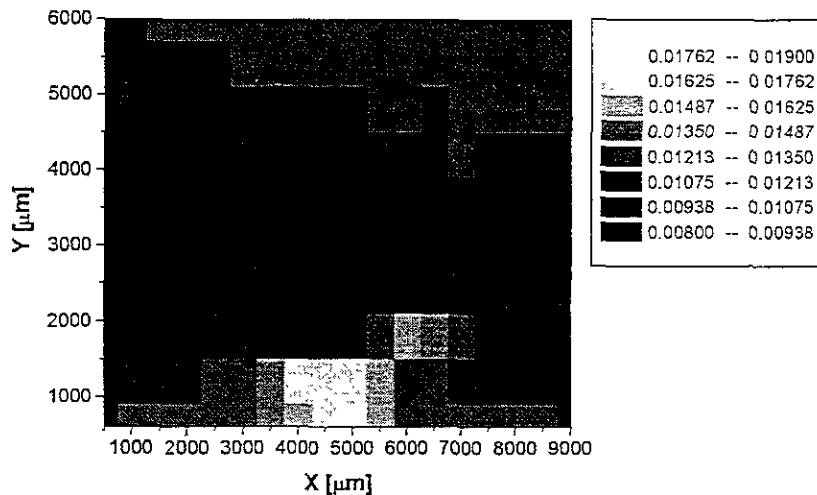


Figura 6.30 Gráfica de transmitancia de la luz láser de 650 nm sobre un dulce con una pasa en su interior en tono de grises con pixeles rectangulares

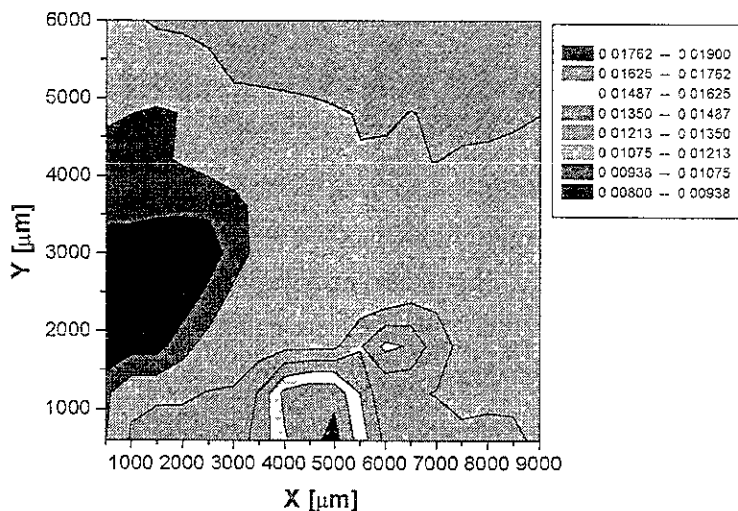


Figura 6.31 Gráfica de transmitancia de la luz láser sobre un dulce con una pasa en su interior en tonos continuos

6.5 Portamuestras de tomografía óptica

En la figura 6.32 se muestran los portamuestras de lucita que se utilizarán en posteriores investigaciones en la medición de la transmisión de luz visible e infrarroja con el dispositivo de tomografía óptica descrito en el capítulo 4. Para el caso del cubo que se muestra en la parte izquierda de la figura 6.32, el barrido del láser se realizaría en dos o cuatro de sus caras, midiendo la transmisión de luz a través de los dos cilindros llenos con sustancias conocidas como aire, agua, aceite, grasa, hemoglobina, etc., y se medirán las propiedades ópticas de absorción y dispersión. Para el octágono mostrado en la parte derecha de la misma figura, se podrían hacer barridos del láser sobre cuatro u ocho de sus caras y obtener mayor información que proporcione una mejor imagen de reconstrucción.

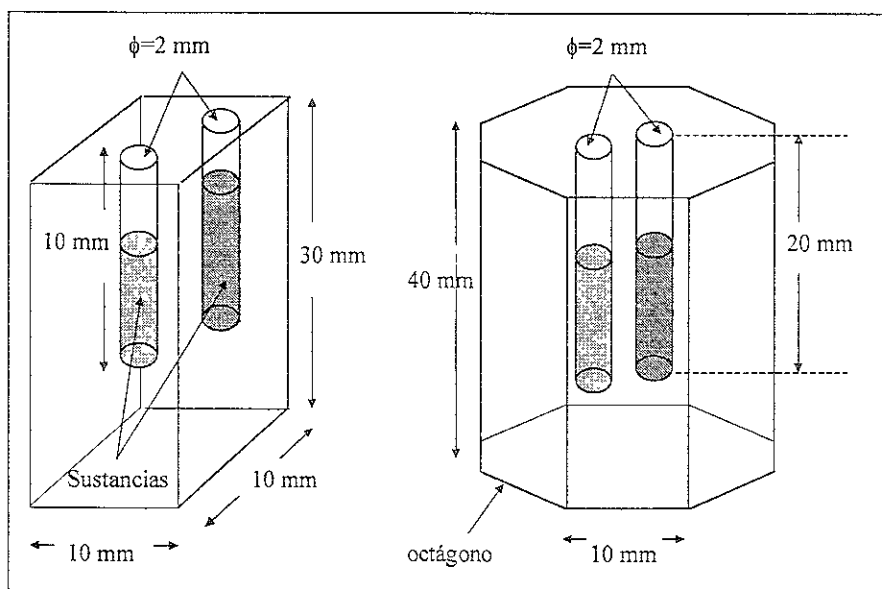


Figura 6.32 Esquema de la geometría de los portamuestras a utilizar para obtener tomografías ópticas

Capítulo 7

CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

Los resultados experimentales muestran que la luz de longitud de onda de 632.8 nm atraviesa muestras de materiales como un cálculo renal y tejido como los dedos índices de personas. También se demostró que luz con longitudes de onda de 650 nm atraviesa objetos como los dulces, de espesores del orden de milímetros. Estos resultados experimentales puede ser un indicio para asentar la posible transmisión de luz en el intervalo de 632 a los 1100 nm de longitud de onda en materiales y tejido dependiendo de sus propiedades ópticas de atenuación y dispersión. Al atravesar las muestras, principalmente las del tejido humano, la luz presenta una alta dispersión, la cual incrementa con el espesor. Por lo tanto, el problema de reconstrucción de la imagen aumenta con espesores de objetos cada vez mayores. Por otra parte, la velocidad del procesamiento de los datos para la reconstrucción de la imagen está limitada a las características del *hardware*, tales como la velocidad del procesador, la memoria de acceso aleatorio y la capacidad de almacenamiento.

Los algoritmos propuestos permitieron la reconstrucción tomográfica de imágenes, tal como se señaló en los objetivos. Este estudio puede contribuir al desarrollo de mejores sistemas de tomografía óptica.

El estudio de la transmisión de la luz se puede expandir de las longitudes de onda del visible hasta las longitudes de onda del infrarrojo cercano. La tomografía óptica con luz visible y del infrarrojo cercano pueden ser una nueva modalidad de imagenología médica con un potencial de diagnóstico. El carácter no ionizante de la luz le puede dar a la tomografía óptica una ventaja sobre la tomografía de rayos X. Sin embargo, su principal desventaja es la alta dispersión que experimenta la luz después de penetrar sólo algunos milímetros en las muestras, haciendo el problema de reconstrucción de la imagen muy complejo.

Las perspectivas de esta tesis son las de desarrollar completamente el dispositivo de investigación de tomografía óptica, así como extender el intervalo de longitudes de onda, con la intención de abarcar el espectro del visible de 622 a 780 nm y el intervalo del infrarrojo cercano de 780-1100 nm. Además de lo anterior, se pretende mejorar el *software* desarrollado en este trabajo y utilizar modelos y versiones de *hardware* más actualizadas para obtener la mayor velocidad de procesamiento posible. También es necesario implementar modelos de transporte de fotones al algoritmo de reconstrucción, lo cuales consideren el fenómeno de esparcimiento de la luz dentro de las muestras y utilizar láser de mayor potencia y de pulsos ultracortos para emplear la técnica de la *función de esparcimiento puntual temporal*.

APENDICE A

Especificaciones de los motores de pasos

Los motores utilizados son del tipo *GBM Unipolar Stepper Motors NEMA Size 17*. Las especificaciones de los motores se muestran en la Tabla A.1.

Ángulo por paso	Número de fases	Sistema de control	Voltaje	Resistencia	Corriente	Inductancia de fase
1.8°	4	Unipolar	12 vcd	30 ohms	400 mA	23 mH
Torque de frenado	Torque de relajación	Espacio de montaje	Diámetro del eje	Longitud del eje	Altura	Peso
220 g-cm	2000 g-cm	0.1 plg.	0.197 plg	0.9 plg.	1.5 plg.	0.5 lbs.

Tabla A.1 Especificaciones de los motores

Barrido de corrimiento de los motores de pasos

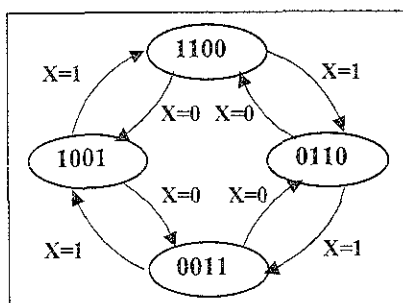


Figura A.1 Diagrama de flujo de las etapas de los motores de pasos

El diagrama de flujo de la figura A.1 muestra las transiciones para el control del motor a pasos indicando la dirección de rotación con el valor de X.

APENDICE B

Fotodetectores *UDT-sensors*

El voltaje de salida es proporcional a la intensidad de luz y está dada por

$$V_{sal} = I_{\text{fotones}} R_F = (PR)R_F$$

La respuesta de frecuencia de la combinación amplificador fotodiodo está determinada por las características del fotodetector, del preamplificador y de la resistencia (R_F) y capacitor (C_F) de retroalimentación. Para una ganancia conocida (R_F), los 3dB de respuesta de frecuencia de la combinación detector preamplificador está dada por

$$f_{3dB} = \frac{1}{2} \frac{1}{(C_F R_F)}$$

Sin embargo, la respuesta a la frecuencia deseada está limitada por el producto de la ganancia de ancho de banda (GAB) del amplificador operacional (AO). Para obtener una salida estable, los valores de R_F y C_F deben ser tales que la respuesta de frecuencia de 3dB de la combinación detector-preamplificador, sea por lo menos, la máxima frecuencia del AO, es decir:

$$f_{3dB} = f_{\max}$$

o

$$f_{\max} = \sqrt{\frac{GBP}{2R_F(C_F + C_J + C_A)}}$$

donde C_A es la capacitancia de entrada del amplificador.

En seguida se muestran los diagramas esquemáticos de operación de los sensores *UDT-sensors* [24].

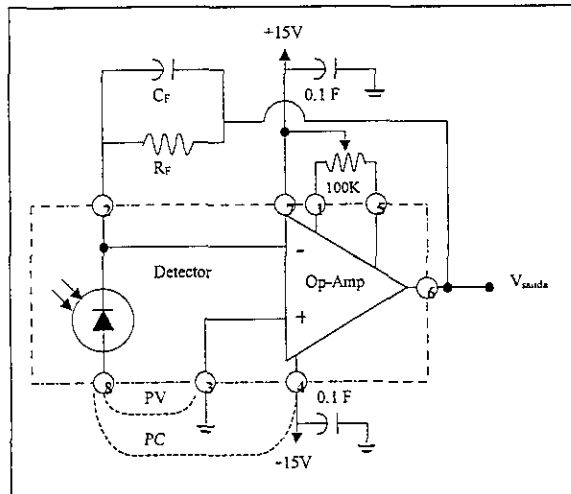


Figura B1 Diagrama esquemático de los fotodetectores UDT-451 y UDT-555

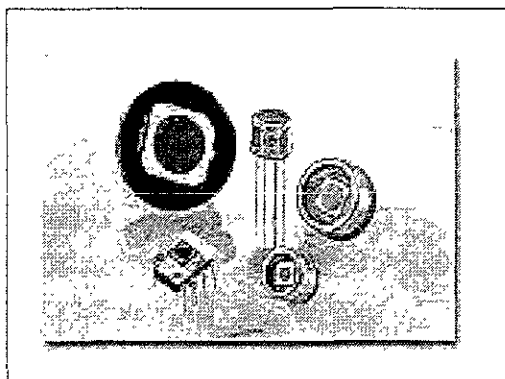


Figura B.2 Fotografía de los fotodetectores UDT 451 y UDT-555

Las características de funcionamiento del fotodetector UDT-555D se describen en la siguiente tabla.

Número de modelo			UDT-451	UDT-555D
Área activa	Área (mm ²)		5.1	100
	Dimensión (mm)		2.54	11.3
Respuesta (A/W)	200 nm	mínima	-	-
		típica	-	-
	970 nm	mínima	.60	.60
		típica	.65	.65
Capacitancia (pF)	0 V	típica	85	1500
	-10 V	típica	15	300
Corriente de penumbra (nA)	-10 V	típica	.25	2
		máxima	3	25
Resistencia de desviación (M)	-10 mV	típica	-	-
NEP (A/ Hz)	0 V 200 nm	típico	-	-
	-10 V 970 nm	típico	1.4 e-14	3.9 e-14
Voltaje inverso (V)		máximo	30	30
Intervalo de temperatura (°C)	Operación		0 - +70	0 - +70
	Almacenamiento		-30 - +100	-30 - +100
Tipo de empaque			28 / DIP	31 / Especial

Tabla B.1 Características de los fotodetectores UDT 555

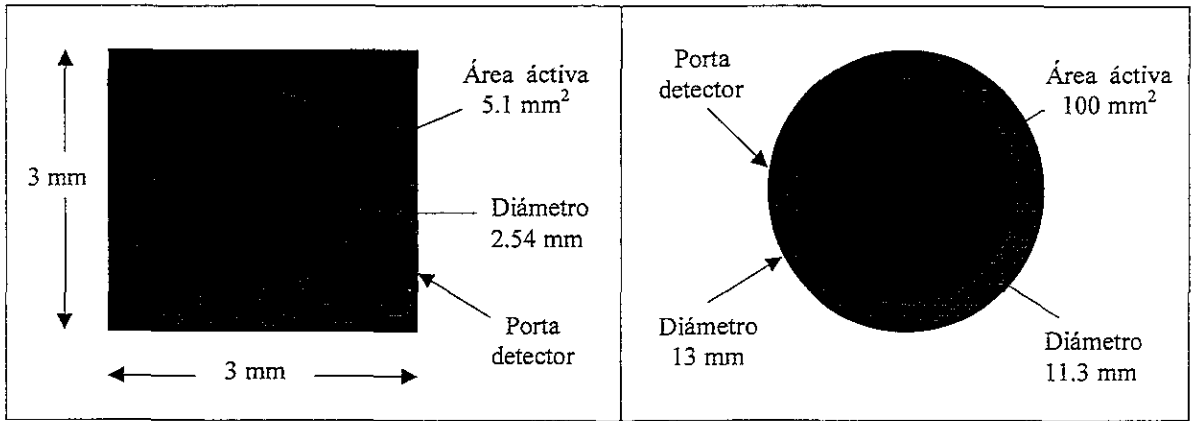


Figura B.3 Esquema de las dimensiones de los fotodetectores UDT-451 y UDT-555

Características del diodo láser			
Potencia	5 m W	Ancho del haz láser	1 mm
Voltaje de operación	3 V — 5 V	Ángulo de abanico del haz	60°
Dimensiones	Longitud 3.3" × diámetro 0.9"	Peso	0.2 libras o 90 gr.
Longitud de onda	650 nm		

Tabla B.2 Características del diodo láser

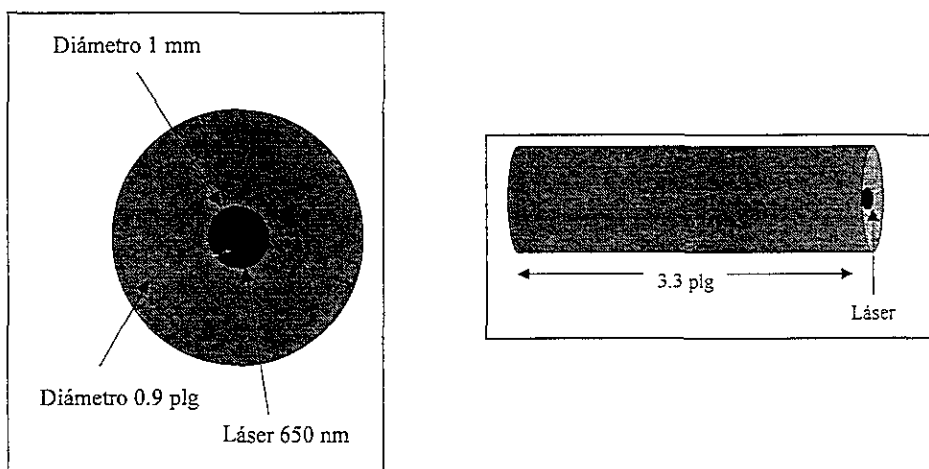


Figura B.4 Esquema de las dimensiones del diodo láser de 650nm

APENDICE C

Convertidor analógico-digital MAX118

El convertidor analógico digital MAX118 es un microprocesador compatible, de 8 bits y 8 canales. Opera a un voltaje de +5V y utiliza la técnica de media-captura con un tiempo de conversión de 660 ns.

El diagrama del convertidor analógico digital MAX118 se muestra en la figura C.1

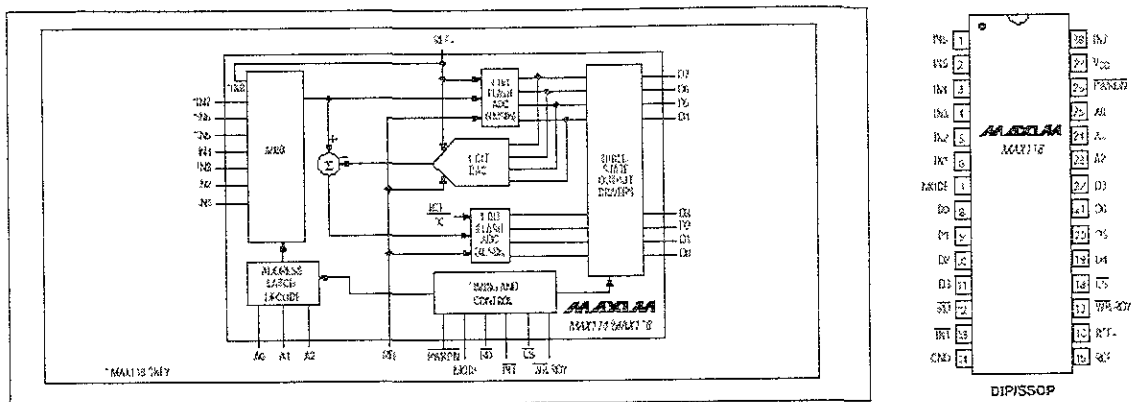


Figura C.1 Diagrama del convertidor analógico digital MAX118

Los canales de entrada del multiplexor son seleccionados utilizando un decodificador direccional. La Tabla C.1 muestra los estados de entrada para las líneas de dirección para seleccionar cualquier canal.

MAX118			CANAL SELECCIONADO
A2	A1	A0	
0	0	0	IN1
0	0	1	IN2
0	1	0	IN3
0	1	1	IN4
1	0	0	IN5
1	0	1	IN6
1	1	0	IN7
1	1	1	IN8 (Lee V _{REF-} si se selecciona)

Tabla C.1 Selección de canales del MAX118

SELECCIÓN DE FOTODIODO				
ENTRADA BINARIA			ENTRADA HEXADECIMAL	FOTODIODO
A2	A1	A0		
0	0	0	\$00	1
0	0	1	\$01	2
0	1	0	\$02	3
0	1	1	\$03	4
1	0	0	\$04	5
1	0	1	\$05	6
1	1	0	\$06	7
1	1	1	\$07	8

Tabla C.2 Tabla de selección del canal o fotodiodo con la combinación de las entradas A0,A1 y A2 del CAD

EQUIVALENCIA DE LA SALIDA DIGITAL Y LA SEÑAL ANALÓGICA								
SALIDA DIGITAL								SALIDA ANALÓGICA
BIT MÁS SIGNIFICATIVO (MSB)				BIT MENOS SIGNIFICATIVO (LSB)				VOLTAJE
D7	D6	D5	D4	D3	D2	D1	D0	
0	0	0	0	0	0	0	0	0 mV
0	0	0	0	0	0	0	1	20 mV
0	0	0	0	0	0	1	0	40 mV
-	-	-	-	-	-	-	-	-
0	0	0	0	1	0	0	0	160 mV
-	-	-	-	-	-	-	-	-
0	0	0	0	1	1	1	1	300 mV
0	0	0	1	0	0	0	0	320 mV
0	0	0	1	0	0	0	1	321 mV
-	-	-	-	-	-	-	-	-
1	0	0	0	0	0	0	0	512 mV
-	-	-	-	-	-	-	-	-
1	1	1	1	1	1	1	1	5000 mV

Tabla C.3 Equivalencia entre la señal analógica y la señal digital del CAD

Los valores de las entradas A₀, A₁ y A₂ (Tabla C.2) direccionan el canal (I_{N0}-I_{N7}) o fotodiodo del cual se realiza la lectura. La señal analógica del fotodetector es digitalizada y se obtiene como salida en las salidas D₀-D₇.

La Tabla C.3 muestra la equivalencia de la entrada analógica y la salida digital del CAD. La máxima señal analógica de entrada al CAD es de 5V por lo que el mínimo valor de voltaje digitalizado es de $5V/2^8 \approx 20mV$ por bit. Esto puede dar una resolución de 256 niveles de gris o colores falsos para formar una imagen. Las salidas D₀-D₃ representan el bit menos significativo (LSB) y las salidas D₄-D₇ el bit más significativo (MSB).

La característica del 74LS244 es que envía primero el MSB o Dato Alto al puerto [S278] y posteriormente el LSB o Dato Bajo al mismo puerto (Tabla C.4). El *software* tiene contemplada esta característica por lo que con un pequeño procedimiento se lee la señal digital que envía el CAD para grabarse en un archivo de datos experimentales (capítulo 5).

LECTURA HEXADECIMAL DEL PUERTO S278 Y LA CONVERSION HEXADECIMAL A BINARIA										
HEX	2 ⁷	2 ⁶	2 ⁵	2 ⁴	2 ³	2 ²	2 ¹	2 ⁰	BAJO	ALTO
SHH	D7	D6	D5	D4	D3	D2	D1	D0	\$ X DATO	\$ DATO X
\$00	0	0	0	0	0	0	0	0	\$ X 0	\$ 0 X
\$01	0	0	0	0	0	0	0	1	\$ X 1	\$ 0 X
\$02	0	0	0	0	0	0	1	0	\$ X 2	\$ 0 X
\$08	0	0	0	0	1	0	0	0	\$ X 8	\$ 0 X
\$09	0	0	0	0	1	0	0	1	\$ X 9	\$ 0 X
\$0F	0	0	0	0	1	1	1	1	\$ X F	\$ 0 X
\$10	0	0	0	1	0	0	0	0	\$ X 0	\$ 1 X
\$11	0	0	0	1	0	0	0	1	\$ X 1	\$ 1 X
\$80	1	0	0	0	0	0	0	0	\$ X 0	\$ 8 X
\$81	1	0	0	0	0	0	0	1	\$ X 1	\$ 8 X
\$FF	1	1	1	1	1	1	1	1	\$ X F	\$ F X

Tabla C.4 Conversión de la lectura hexadecimal del puerto [S278] (señal proveniente del CAD) a su valor binario

La posición del láser se hace por medio de programación (capítulo 5), donde la señal adquirida de cada uno de los electrodos del detector es amplificada y ocupa un canal del CAD. Las señales obtenidas deben estar dentro del rango conversión del CAD. A la entrada de cada canal del CAD se utiliza un amplificador no inversor, de una ganancia de \$5.5\$, la resolución del CAD tiene una sensibilidad de ~20mV/bit, siendo el límite para graficar y maniobrar resultados en la PC. Para el funcionamiento de la parte mecánica del dispositivo y la parte óptica del sistema, se utilizan dos tarjetas la de potencia y la de adquisición.

APENDICE D

Tarjeta de control

El sistema electrónico es controlado por el *software* de la computadora personal (PC). Ésta envía las señales digitales a los motores de pasos del sistema mecánico y recibe las señales analógicas de los fotodetectores del sistema óptico. Para ello se utiliza una interfase de comunicación digital conectada al puerto paralelo de la PC, conocida como interfase del puerto paralelo (PPI por sus siglas en inglés *Parallel Port Interface*) la cual forma parte de la tarjeta de control (figura 4.10).

Esta tarjeta esta formada por el PPI8255 , un integrado TTL 74LS138, un *dip switch*, y optoacopladores con sus respectivas resistencias para el puerto A. La tarjeta se caracteriza por la utilización de un decodificador de direcciones 74LS138 que recibe las direcciones que habilitan la tarjeta. Sus entradas A, B, C se conectan respectivamente a las líneas del Bus de direcciones de la PC. La configuración de los pines del PPI8255 y del 74LS138 se muestra en la figura D.1.

Los bits de las entradas A, B y C direccionan las salidas de los puertos y la palabra de control. Cada una de las salidas del 74LS138, se conecta a un extremo de un interruptor bipolar, formándose un arreglo de 8 interruptores. Los otros extremos de estos interruptores, van al del PPI8255, por lo que existen 8 posibles direcciones que pueden habilitar a la tarjeta.

Interfase PPI8255 y el TTL 74LS138

La figura D.1 muestra la configuración de los pines del PPI8255 y del TTL 74LS138.

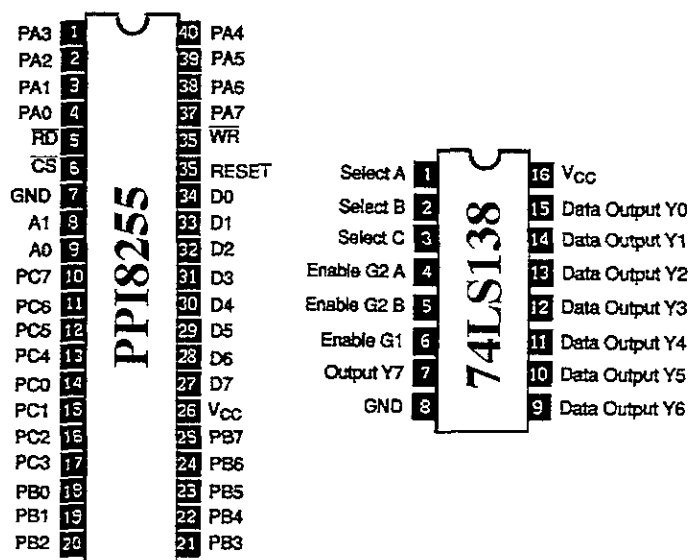


Figura D.1 Esquema de la interfase PPI8255 y del decodificador direccional 74LS138

APENDICE E

Motor de pasos

En general, un motor de pasos es un dispositivo de movimiento incremental que convierte sus entradas de pulsos digitales a movimientos angulares como salida, como se muestra en la figura F.1.

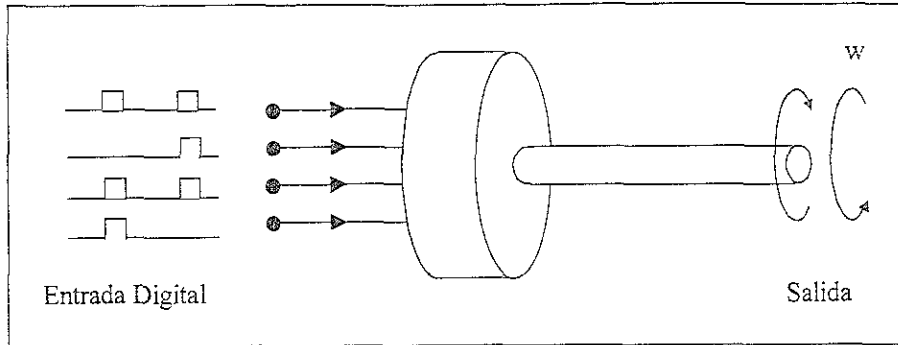


Figura F.1 Motor de pasos.

En este trabajo se utilizan tres motores de pasos de reductancia variable, generadas por un electroimán, donde se van modificando las polarizaciones debido a la energización de cada una de sus bobinas. Este tipo de motor tiene conectado el rotor a la flecha de giro. El motor cuenta con 2 bobinas y 4 fases. La alimentación del motor es de 12V y cuenta con una impedancia de entrada de algunas fracciones de ohms. La resolución angular es de aproximadamente $0.9^\circ \pm 0.2^\circ$ por cada $\frac{1}{2}$ paso.

La configuración electrónica de los estados de magnetización (B_1, B_2, B_3, B_4) del motor de pasos de desplazamiento en la dirección X se muestran en la figura E.1.

	Y	X
MotorX[1]=01	000000	0101
MotorX[2]=05	0000	0100
MotorX[3]=04	0000	1100
MotorX[4]=0C	0000	1000
MotorX[5]=08	0000	1010
MotorX[6]=0A	0000	0010
MotorX[7]=02	0000	0010
MotorX[8]=03	0000	0011

	Y	X
MotorY[1]=10	0001	0000
MotorY[2]=30	0011	0000
MotorY[3]=20	0010	0000
MotorY[4]=60	0110	0000
MotorY[5]=40	0100	0000
MotorY[6]=C0	1100	0000
MotorY[7]=80	1000	0000
MotorY[8]=90	1001	0000

Tabla E.2 Selección de las fases para rotar los motores de pasos de desplazamiento en el plano X-Y de manera secuencial

Las secuencias utilizadas para el movimiento de los motores de desplazamiento de barrido en el plano X-Y Se muestran en la Tabla E.2

MOVIMIENTO DE LOS MOTORES POR MEDIOS PASOS									
MOTOR DE DESPLAZAMIENTO X									
Rotación derecha 1/2 paso				HEX	HEX	Rotación izquierda 1/2 paso			
B ₃	B ₂	B ₁	B ₀			B ₃	B ₂	B ₁	B ₀
0	0	0	1	\$01	\$01	0	0	0	1
0	1	0	1	\$05	\$03	0	0	1	1
0	1	0	0	\$04	\$02	0	0	1	0
1	1	0	0	\$0C	\$0A	1	0	1	0
1	0	0	0	\$08	\$08	1	0	0	0
1	0	1	0	\$0A	\$0C	1	1	0	0
0	0	1	0	\$02	\$04	0	1	0	0
0	0	1	1	\$03	\$05	0	1	0	1
MOTOR DE DESPLAZAMIENTO Y									
Rotación derecha 1/2 paso				HEX	HEX	Rotación izquierda 1/2 paso			
B ₇	B ₆	B ₅	B ₄			B ₇	B ₆	B ₅	B ₄
0	0	0	1	\$10	\$10	0	0	0	1
0	0	1	1	\$30	\$90	1	0	0	1
0	0	1	0	\$20	\$80	1	0	0	0
0	1	1	0	\$60	\$C0	1	1	0	0
0	1	0	0	\$40	\$40	0	1	0	0
1	1	0	0	\$C0	\$60	0	1	1	0
1	0	0	0	\$80	\$20	0	0	1	0
1	0	0	1	\$90	\$30	0	0	1	1

Tabla E.2 Selección de movimiento de los motores de pasos.

APENDICE F

Componentes de un cálculo

Componentes mayoritarios más comunes de los cálculos renales

Cálculos puros

- Oxalato cálcico monohidrato (Whewellita)
- Oxalato cálcico dihidrato (Weddellita)
- Fosfato amónico magnésico hexahidrato (Estruvita)
- Fosfato cálcico, forma carbonatada (Carbonato apatita), forma hidroxilada (Hidroxiapatita)
- Hidrógenofosfato cálcico dihidrato (Brushita)
- Ácido úrico anhidro
- Ácido úrico dihidrato
- Urato sódico monohidrato
- Urato amónico
- Cistina

Cálculos mixtos (mezclas binarias más frecuentes)

- Oxalato cálcico monohidrato + oxalato cálcico dihidrato
- Oxalato cálcico dihidrato + fosfato cálcico
- Ácido úrico anhidro + ácido úrico dihidrato
- Estruvita + fosfato cálcico
- Oxalato cálcico monohidrato + ácido úrico anhidro
- Oxalato cálcico monohidrato + fosfato cálcico
- Brushita + hidroxiapatita

APENDICE G

El caramelo

El caramelo es un material colorante de composición compleja y químicamente no bien definido, obtenido por calentamiento de un azúcar comestible (sacarosa y otros) ya sea sólo o mezclado con determinadas sustancias químicas. Según las sustancias de que se trate, se distinguen cuatro tipos:

- Obtenido calentando el azúcar sin más adiciones o bien añadiendo también ácido acético, cítrico, fosfórico o sulfúrico, o hidróxido o carbonato sódico o potásico. A este producto se le conoce como caramelo vulgar o cáustico.
- Obtenido calentando el azúcar con anhídrido sulfuroso o sulfato sódico o potásico.
- Obtenido calentando el azúcar con amoníaco o con una de sus sales (sulfato, carbonato o fosfato amónico)
- Obtenido calentando el azúcar con sulfato amónico o con una mezcla de anhídrido sulfuroso y amoníaco.

APENDICE H

Procedimientos de reconstrucción del programa

Procedimiento de formación de imagen por el método de retroproyección y por la técnica de reconstrucción algebraica

{Inicio}

procedure imagen;

const

{Declaración de constantes}

```
niteraciones=1;
candom=100;
n=64;
m=64;
nN=36;
Lx=n,
Ly=m;
dx=Lx/n,
dy=Ly/m;
d0=pi/nN;
Lx2=n;
Ly2=n;
nL=n;
mL=m;
dx2=Lx2/nL,
dy2=Ly2/mL;
epsilon=dx2/2,
xc=Lx/2;
yc=Ly/2;
xc2=Lx2/2;
yc2=Ly2/2;
```

var

{ Declaración de variables}

```
i,j,k:integer;
maximo,minimo,x,y,r,d,teta:real;
F,F2 array[1..n,1..m] of integer;
MP:array[1..nN,1..nL] of integer;
```

procedure generamatrizproyecciones;

{ Generación De la matriz de proyecciones P_{θ} }

var

```
ii,jj,i,j:integer;
tetaf,x2,y2:real;
```

begin

```
for ii:=1 to nN do
begin
for i:=1 to n do
begin
for j:=1 to m do
begin
x:=dx/2+(j-1)*dx;
y:=Ly-(dy/2+(i-1)*dy);
r:=sqrt((xc-x)*(xc-x)+(y-yc)*(y-yc));
if (x<>xc) then
begin
teta:=arctan((y-yc)/(x-xc));
if ((x<xc) and (y<yc)) then teta:=pi+teta;
```



```

begin
  if y>yc then tetai:=pi/2;
  if y<yc then tetai:=3*pi/2;
end;
tetaf:=tetai+(ii-1)*d02;
x2:=xc2+r*(Lx2/Lx)*cos(tetaf);
y2:=yc2+r*(Ly2/Ly)*sin(tetaf);
k:=trunc(x2)+1;
if ((k>=1) and (k<=nL)) then
  begin
    if MP[trunc(nN/2)*(ii-1)+1,k]=0 then
      begin
        F[i,j]:=-4;
      end;
    end;
  end;
end;
end;
for ii.=1 to nN do
begin
  for i.=1 to n do
    begin
      for j.=1 to m do
        begin
          x.=dx/2+(j-1)*dx;
          y.=Ly-(dy/2+(i-1)*dy);
          r.=sqrt((xc-x)*(xc-x)+(y-yc)*(y-yc));
          if (x<>xc) then
            begin
              tetai:=arctan((y-yc)/(x-xc));
              if ((x<xc) and (y<yc)) then tetai:=pi+tetai;
              if ((x<xc) and (y>yc)) then tetai:=pi+tetai;
              if ((x>xc) and (y<yc)) then tetai:=tetai;
              if ((x>xc) and (y>yc)) then tetai:=tetai;
            end
          else
            begin
              if y>yc then tetai:=pi/2;
              if y<yc then tetai:=3*pi/2;
            end;
          tetaf:=tetai+(ii-1)*d0;
          x2:=xc2+r*(Lx2/Lx)*cos(tetaf);
          y2:=yc2+r*(Ly2/Ly)*sin(tetaf);
          k:=trunc(x2)+1;
          if ((k>=1) and (k<=nL)) then
            begin
              if F[1,j]<>-4 then F[1,j]:=abs(trunc(F[1,j]+(MP[ii,k]/(10*crandom))));
            end;
          end;
        end;
      end;
    end;
  end;
  gettime(horai,mini,segi,csegi);      {Hora inicial de la corrida}
  gotoxy(28,5);write("Tiempo final = ",horai:2,',',mini:2,',',segi:2,',',csegi:2).
end;

```

```

procedure metodoalgebraico;          {Inicio del método de reconstrucción algebraico}

```

```

var
  contador,i,j,w,tt,z,reparte,t,ii,jj,nceldas: integer;
  tetaf,x2,y2,suma,reparte2:real;
  iii:array[1..10] of integer;

```



```

horai,mini,segi,csegi:word;
hora,min,seg,cseg:word;

```

```

begin
multiplicaproyecciones;
contador:=0;
bandera:=1;
clrscr;
gotoxy(1,4);write(' Factor = ',multiplo:3);
gettime(horai,mini,segi,csegi);      {Hora inicial de la corrida}
gotoxy(20,4);write('Tiempo inicial = ',horai:2,',mini:2,',segi:2,',csegi:2);
for z:=1 to niteraciones do
begin
if bandera<>0 then
begin
for ii:=1 to nN do
begin
for t:=1 to nL do
begin
gotoxy(20,1); writeln('iteración ',z:2,' ángulo ',ii:2,' t=' ',t:2);
suma:=0;
nceldas:=0;
for i:=1 to n do
begin
for j:=1 to m do
begin
x:=dx/2+(j-1)*dx;
y:=Ly-(dy/2+(i-1)*dy);
r:=sqrt((xc-x)*(xc-x)+(y-yc)*(y-yc));
if (x<>xc) then
begin
tetai:=arctan((y-yc)/(x-xc));
if ((x<xc) and (y<yc)) then tetai:=pi+tetai;
if ((x<xc) and (y>yc)) then tetai:=pi+tetai;
if ((x>xc) and (y<yc)) then tetai:=tetai;
if ((x>xc) and (y>yc)) then tetai:=tetai;
end
else
begin
if y>yc then tetai:=pi/2;
if y<yc then tetai:=3*pi/2;
end;
tetaf:=tetai+(ii-1)*d0;
x2:=xc2+r*(Lx2/Lx)*cos(tetaf);
y2:=yc2+r*(Ly2/Ly)*sin(tetaf);
k:=trunc(x2)+1;
if ((k>=1) and (k<=nL)) then
begin
if k=t then
begin
if F[i,j]<>-4 then
begin
suma:=suma+F[i,j];
nceldas:=nceldas+1;
end;
end;
end;
end;
end;
if nceldas>0 then
begin
reparte:=round((MP[ii,t]-suma)/nceldas);

```

```

for i:=1 to n do
  begin
    for j:=1 to m do
      begin
        x:=dx/2+(j-1)*dx,
        y:=Ly-(dy/2+(i-1)*dy);
        r:=sqrt((xc-x)*(xc-x)+(y-yc)*(y-yc));
        if (x<>xc) then
          begin
            tetai:=arctan((y-yc)/(x-xc));
            if ((x<xc) and (y<yc)) then tetai:=pi-tetai;
            if ((x<xc) and (y>yc)) then tetai:=pi+tetai;
            if ((x>xc) and (y<yc)) then tetai:=tetai,
            if ((x>xc) and (y>yc)) then tetai:=tetai,
          end
        else
          begin
            if y>yc then tetai:=pi/2;
            if y<yc then tetai:=3*pi/2;
          end;
        tetaf:=tetai+(ii-1)*d0;
        x2:=xc2+r*(Lx2/Lx)*cos(tetaf);
        y2:=yc2+r*(Ly2/Ly)*sin(tetaf);
        k:=trunc(x2)+1;
        if ((k>=1) and (k<=nL)) then
          begin
            if k=t then
              begin
                if F[i,j]<>-4 then
                  begin
                    F[i,j]:=round(F[i,j]+reparte);
                    if F[i,j]<0 then
                      begin
                        F[i,j]:=0,
                      end;
                    end;
                  end;
                end;
              end;
            end;
          end;
        end;
      end;
    end;
  end;
  contador =contador+1;
  imprimeFF;
  if segi>seg then begin seg:=(60-segi)+seg, min:=min-1 end else begin seg:=seg-segi, end;
  if mini>min then begin min:=(60-mini)+min; hora:=hora-1 end else begin min:=min-mini, end,
  if horai>hora then hora =(12-horai)+hora else begin hora =hora-horai, end;
end;
readln,
end;

```

REFERENCIAS

1. Hebden J.C., Arridge S.R., and Delpy D.T., *Phys. Med. Biol.* **42**, 825 (1997).
2. Arridge S.R. and Hebden J.C., *Phys. Med. Biol.* **45**, 841 (1997).
3. Schmidt F.E., "Development of a time-resolved optical tomography system for neonatal brain imaging", Thesis Ph.D. University of London, (1999)
4. Schmidt F.E., Fry M.E., Hillman M.C., Veden J.C., "A 32-channel time-resolved instrument for medical optical tomography", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. **71**, No.1, 265 (2000).
5. Schmidt F.E.W., Hebden J. C., Hillman M.C. Fry M.E., Schweiger M., Dehghani H., Delpy D.T., and Arridge S.R., "Multiple-slice imaging of a tissue-equivalent phantom by use time-resolved optical tomography", *Appl. Opt.* Vol. **39**, No. 19, 3380 (2000)
6. Okada Eiji, Firbank M., Schweiger M., Arridge S.R., Cope M, and Delpy D.T. "Theoretical and experimental investigation of near infrared light propagation in a model of the adult head", *Appl. Opt.* Vol. **36**, No. 1., 21 (1997)
7. Pogue B.W., Testorf M., McBride T., Osterberg U., Paulsen K., "Instrumentation and design of a frequency-domain diffuse optical tomography imager for breast cancer detection", *Optics Express* Vol. **1**, No. 13, 391 (1997).
8. Hoogenraad J.H., van der Mark M.B., Colak S.B., 't Hooft G.W. van der Linden E.S., "First results from the Philips Optical Mammoscope", www.natlab.research.philips.com
9. van der Mark M.B., 't Hooft G.W., Watchers U.H. de Vries U.H., Janssen J.P. and Wasser M.N.J.M., "Clinical study of the female breast using spectroscopic diffuse optical tomography", www.natlab.research.philips.com.
10. Colak S.B., van der Mark M.B., 't Hooft G.W., Hoogenraad J.H., van der Linden E.S., and Kuilpers F.A. "Clinical Optical Tomography and NIR Spectroscopy for Breast Cancer Detection", *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, Vol. **5**, No. 4, July/August 1999
11. 't Hooft G.W., "Medical Optical Imaging", www.research.philips.com
12. Arridge. S.R., "Optical Tomography", www.cs.ucl.ac.uk/staff/S.Arridge/ToastOverview.html
13. Khadija T., "Optical Tomography", www.op.ph.ic.ac.uk/tornog
14. Ostermeyer M.R, and Jacques S.L., "Perturbation theory for diffuse light transport in complex biological tissues", *J. Opt. Soc. Am. A* Vol. **14**, No. 1, 255 (1997).
15. Dehghani H., Arridge S.R., Schweiger M., and Delpy D.T., "Optical tomography in the presence of void regions", *J. Opt. Soc. Am. A* Vol. **17** No. 9, 1659 (2000).
16. Chang J., Graber H.L., Barbour R.L., "Luminescence optical tomography of dense scattering media", *J. Opt. Am. A*, Vol. **14**, No. 1, 288 (1997).
17. may D. J., Hebden J.C., and Delpy D.T., "Imaging very-low-contrast objects in breastlike scattering media with a time-resolved method", *Appl. Opt.* Vol. **36**, No. 28, 7270 (1997).
18. Hoenders B.J., "Existence of invisible nonscattering objects and nonradiating sources", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. **14**, No. 1, 262 (1997).
19. Wu J., "Convolution picture of the boundary conditions in photon migration and its implications in time-resolved optical imaging of biological tissues", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. **14**, No 1, 280 (1997).
20. Yao Y, Wang Y., Pei Y., Zhu W., Barbour R.L., "Frequency-domain optical imaging of absorption and scattering distributions by a Born iterative method", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. **14**, No 1, 325 (1997).
21. Ripoll J., and Nieto-Vesperinas M, Arridge S.R., and Dehghani H., "Boundary conditions for light propagation in diffuse media with nonscattering regions", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. **17**, No 9, 1671 (2000).
22. Roy R, Sevick-Muraca E.M., "Active constrained truncated Newton method for simple-bound optical tomography", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. **14**, No 9, 1627 (2000).
23. Arridge S.R., and Schweiger M., "A gradient-based optimisation scheme for optical tomography", *Optics Express*, Vol. **2**, No. 6, 213 (1998).
24. Kolehmainen V., Arridge S.R., Vauhkonen M, and Kaipio J.P., "Simultaneous reconstruction of internal tissue region boundaries and coefficients in optical diffusion tomography", *University of Kuopio Department of applied Physics Report Series ISSN 0788-4672 Report No. 8 (2000).*

25. Schweiger M., and Arridge S.R., "Comparison of two- and three-dimensional reconstruction methods in optical tomography", *Appl. Opt.* Vol. 37, No. 31, 7419 (1998).
26. Ripoll J, Arridge S.R., and Nieto-Vesperinas, "Effect of roughness in non-diffuse regions within diffusive media", (2000), www.icmm.csic.es
27. Boas D.A. "A fundamental limitation of linearized algorithms for diffuse optical tomography", *Optics Express* Vol. 1, No. 13, 404 (1997).
28. Dorn O., "Scattering and absorption transport sensitivity functions for optical tomography", (2000), www.cs.ubc.ca
29. Paasschens J.C.J, and 't Hooft G.W., "Influence of boundaries on the imaging of objects in turbid media", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 15, No 7, 1671 (1998).
30. Swartling J., "Mathematical Modeling of Light Distribution in Turbid Media in Terms of Photon Hitting Densities", www.efds.se/~johanness
31. Patterson M.S., Hance B., and Wilson B.C., "Time resolved reflectance and transmittance for the non-invasive measurement of tissue optical properties", *Appl. Opt.* Vol 28, No. 12, 2331 (1989).
32. Arridge S. R., "Forward and inverse problems in time-resolved infrared imaging", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part II*, 35-64 (1993).
33. Kaltenbach J. P., and Kaschke M., "Frequency-and time-domain modeling of light transport in random media", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part II*, 65-86 (1993).
34. Barbour R. L., Graber H. L., Wang Y., Chang J., and Aronson R., "Perturbation approach for optical diffusion tomography using continuous-wave and time-resolved data", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part II*, 35-64 (1993).
35. Graber H. L., Chang J., Aronson R., and Barbour R. L., "Perturbation model for imaging in dense scattering media: derivation and evaluation operators", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part II*, 35-64 (1993).
36. Model R., Orlt M., and Walzel M., "Reconstruction algorithm for near-infrared imaging in turbid media by means of time-domain data", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 14, No 1, 313-324 (1997).
37. Hebden J. C., Hall D. J., and Delpy D. T., "The spatial resolution performance of a time-resolved optical imaging system using temporal extrapolation", *Med. Phys.* 22 (2), 201-208 (1995)
38. Colak S. B., Papaloannou D. G., Hooft G. W., Van der Mark M. B., and Schomber H., "Tomographic image reconstruction from optical projections in light-diffusing media", *Appl. Opt.* Vol. 36, No. 1, 180 (1997).
39. Pogue B. W., McBride T. O., Osterberg U. L., and Paulsen K. D., "Comparison of imaging geometries for diffuse optical tomography of tissue", *Optics Express* Vol. 4, No. 8, 270 (1999).
40. Jobsis F.F., "Noninvasive infrared monitoring of the cerebral and myocardial oxygen sufficiency and circulatory parameters," *Science* 198: 1264-6 (1977)
41. Masters B.R., "Functional imaging of cells and tissues: NAD(P)H and flavoprotein redox imaging", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part V*, 555-574 (1993).
42. Ferrari M, De Blasi A., and Zaccanti G. "Quantitative measurement of skeletal muscle oxygenation by combined near infrared time resolved and unresolved spectroscopy", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part V*, 576-588 (1993).
43. Cope M., "The application of near infrared spectroscopy to non invasive monitoring of cerebral oxygenation in the newborn infant", Thesis Ph.D. University of London, (1991)
44. Elwell C., and Hebden J., "Near-Infrared Spectroscopy", www.medphys.ucl.ac.uk/research/borg/research/NIR_topics/nirs.htm
45. Hebden J., Arridge S.R., "Near-Infrared Imaging", www.medphys.ucl.ac.uk/research/borg/research/NIR_topics/imaging_exp.htm
46. Hebden J.C., Arridge S.R., and Delpy D.T., "Optical imaging in medicine: I: Experimental techniques", *Phys. Med. Biol.* 42, 825-840 (1997)
47. Kirkby D.R., "A picosecond optoelectronic cross correlator using a gain modulated avalanche photodiode for measuring the impulse response of tissue", Thesis Ph.D. University of London, (1999)
48. Berg R., Andersson-Engels S., and Svanberg S., "Time-resolved transillumination imaging", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part IV*, 397-424 (1993).
49. Yoo K.M., Das B.B., Liu Feng, and Alfano R.R., "Ultrashort laser pulse propagation and imaging in biological tissue and model random media - steps towards optical mammography", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part IV*, 425-449 (1993).
50. Hebden J.C., "Time resolved imaging for the detection of breast disease", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part IV*, 473-480 (1993).

51. Sevick E.M., Burch C.L., Frisoli J.K., Johnson M.L., Kowaczyk K., Szmactinski H., and Lakowicz J.R. "The physical basis of biomedical optical imaging using time-dependent measurements of photon migration in the frequency-domain", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part IV*, 485-512 (1993).
52. Patterson M.S., Pogue B.W., and Wilson B.C., "Computer simulation and experimental studies of optical imaging with photon density waves", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part IV*, 513-533 (1993).
53. Gratton E., and Maier J., "Frequency-domain measurements of photon migration in highly scattering media", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part IV*, 534-544 (1993).
54. Arridge S.R., and Hebden J., "Optical imaging in medicine: II. Modelling and reconstruction", *Phys. Med. Biol.* **42**, 841-853 (1997)
55. Arridge S.R., "The Forward and Inverse Problems in Time Resolved Infra-Red Imaging", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part II*, 35-64 (1993).
56. Kaltenbach J-M., and Kaschke M., "Frequency- and time- domain modelling of light transport in random media", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part II*, 65-86 (1993).
57. Barbour R.L., and Graber L.G., "A perturbation approach for optical diffusion tomography using continuous-wave and time-resolved data", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part II*, 87-120 (1993).
58. Graber H.L., Chang J., Aronson R., and Barbour R.L., "A perturbation model for imaging in dense scattering media: derivation and evaluation of imaging operators", *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part II*, 121-143 (1993).
59. Kwee I.W., "Towards a Bayesian Framework for optical Tomography", Thesis Ph.D. University of London, (1999) *SPIE Medical optical tomography: functional imaging and monitoring, Part IV*, 534-544 (1993).
60. Wang L., Zhao X., Jacques S.L., "Ultrasound/modulated optical tomography for thick tissue imaging", *SPIE Proceedings of Photon Propagation in Tissues*, edited by B. Chance, D. T. Delpy, G. J. Mueller, 2626, 237-248 (1995).
61. Ertmer, W., "Optical tomography", www.iqo.uni-hannover.de/html/ertmer/laser_medicine/opt_tomography/opttomo.html
62. Meglinsky I.V., Matcher S.J., "Modeling the sampling volume for skin blood oxygenation measurements", *Medical & Biological Engineering & Computing* Vol. 39, 44-50 (2001)
63. Eppstein M. J. "Biomedical Optical Tomography", www.vbns.uvm.edu/about/optical-tomography.html
Pogue B. W., "Focus Issue: Biomedical Diffuse Optical Tomography", www.epubs.osa.org/oearchive/source/int4n8.htm