



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**

**MAESTRÍA EN INGENIERÍA ELÉCTRICA**

**"ESPECTROSCOPIA DE RESOLUCIÓN TEMPORAL DE  
FEMTOSEGUNDOS EN SUPERFICIES METÁLICAS Y  
SEMICONDUCTORAS"**

**T E S I S**

**QUE PARA OPTAR EL GRADO DE:**

**MAESTRO EN INGENIERÍA ELÉCTRICA**

**P R E S E N T A:**

**BRISEIDA GUADALUPE PÉREZ HERNÁNDEZ**

**TUTOR:**

**Dr. JESÚS GARDUÑO MEJÍA, CENTRO DE CIENCIAS APLICADAS Y  
DESARROLLO TECNOLÓGICO  
MAESTRÍA EN INGENIERÍA ELÉCTRICA**

**COMITÉ TUTOR**

**Dr. MIGUEL GARCÍA ROCHA  
CENTRO DE INVESTIGACIÓN Y DE ESTUDIOS AVANZADOS DEL  
INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL  
Dr. ROBERTO ORTEGA MARTÍNEZ  
CENTRO DE CIENCIAS APLICADAS Y DESARROLLO TECNOLÓGICO**

**MÉXICO D.F., ENERO 2013**



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.

## **JURADO ASIGNADO**

Presidente: **Dr. Miguel García Rocha**

Secretario: **Dr. Roberto Ortega Martínez**

Vocal: **Dr. Jesús Garduño Mejía**

1er. Suplente: **Dr. Salvador Cuevas Cardona**

2do. Suplente: **Dr. Augusto García Valenzuela**

CENTRO DE CIENCIAS APLICADAS Y DESARROLLO TECNOLÓGICO, UNAM

Laboratorio de Óptica No lineal

TUTOR DE TESIS:

Dr. Jesús Garduño Mejía

---

**FIRMA**

*A mi familia y por supuesto a Gustavo*

## **AGRADECIMIENTOS**

*Espresso mi profunda gratitud a mi asesor, el doctor Jesús Garduño Mejía, por su ayuda y dirección a lo largo de este trabajo.*

*A la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), al Posgrado de Ingeniería Eléctrica y al Laboratorio de Óptica No-lineal del Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico de la UNAM (CCADET) por permitirme continuar con mi formación académica.*

*A los miembros del comité tutorial; Dr. Roberto Ortega Martínez, Dr. Miguel García Rocha, Dr. Salvador Cuevas Cardona, Dr. Augusto García Valenzuela, por el interés que prestaron a mi trabajo y sus valiosas aportaciones.*

*A mis compañeros de Laboratorio, M. en C. Carlos J. Román Moreno y Dr. Antonio Rodríguez Rosales por brindarme su ayuda con los equipos.*

*Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por el apoyo económico durante mis estudios de posgrado.*

*Finalmente agradezco a todas aquellas personas que de una u otra manera me ayudaron durante mi estancia en el posgrado y durante la elaboración de esta tesis.*

*A todos gracias.*

## ÍNDICE

I.	INTRODUCCIÓN .....	7
	Sinopsis de la Tesis .....	9
II.	ESPECTROSCOPIA DE RESOLUCIÓN TEMPORAL .....	11
II.I	Espectroscopia De Resolución Temporal .....	12
II.II	Técnica TTR .....	12
II.III	Fases de Relajación en Semiconductores Excitados Ópticamente.....	13
II.IV	Fases de Relajación de Electrones en Metales Excitados Ópticamente.....	16
II.V	Modelo de Dos Temperaturas (TTM).....	18
III.	MONTAJE EXPERIMENTAL E INSTRUMENTACIÓN .....	23
III.I	Montaje Experimental .....	23
III.II	Instrumentación.....	28
III.II.I	Control de movimiento de la etapa traslacional motorizada (línea de retardo).....	31
IV.	RESULTADOS Y CONCLUSIONES .....	36
IV.I	Características Temporales y Espectrales del Pulso.....	36

IV.II	Evolución de las Propiedades Ópticas Transitorias .....	38
	IV.II.I Semiconductores.....	38
	IV.II.II Metales.....	44
IV.III	Conclusiones.....	51
	APÉNDICES .....	54
	Apéndice A. Control de Instrumentos.....	54
	A.I Movimiento de la Etapa Traslacional Motorizada.....	54
	A.II Calibración del Paso.....	56
	A.III Adquisición de Datos.....	60
	A.IV Almacenamiento de Datos.....	62
	Apéndice B. MOTOR A PASOS.....	63
	Apéndice C. LOCK –IN .....	68
	Apéndice D. HOJA DE ESPECIFICACIONES DE LA ETAPA TRASLACIONAL.....	73

# CAPITULO I

## INTRODUCCIÓN

El progreso de la ciencia en los tiempos modernos es a menudo impulsado por las mejoras en precisión de las observaciones de los sistemas naturales y en la capacidad de los científicos para la creación de sistemas de control en los experimentos. Un ejemplo de ello es la creación de los láseres de femtosegundo, desarrollado hace unos 30 años, dando por resultado una tecnología que ha incrementado la precisión de las observaciones y ha permitido explorar el comportamiento de los materiales bajo nuevas condiciones extremas. Estas dos posibilidades han abierto nuevos campos científicos para el estudio de fenómenos ultrarrápidos y transformaciones de fase por inducción láser que abarcan disciplinas de la física, la química, la ciencia de materiales y la biología.

Los pulsos ultracortos proporcionan intensidades extremadamente altas que de otra manera son inalcanzables en un laboratorio convencional, su duración extremadamente corta (femtosegundos) permiten observar fenómenos con una resolución de tiempo de mil a diez mil veces mayor que en cualquier otro experimento. Con lo que es posible observar fenómenos ultrarrápidos de manera directa, tales como la transferencia de energía de los electrones a la red en Sólidos [Shah, 1996], reacciones químicas en gases [Zewail, 1994]. Además, gracias a que su duración es menor que muchos procesos atómicos y moleculares permite estudiar el conjunto de procesos que da lugar a la fotosíntesis. Otras aplicaciones de estos pulsos pueden observarse en las técnicas convencionales para tomar imágenes en biomedicina las cuales han mejorado utilizando sistemas basados en pulsos ultracortos. En microscopía no lineal la alta intensidad de los pulsos hace posible que procesos de absorción de dos o más fotones sean significativos [Denk, et al., 1990]. En tal caso se pueden emplear fotones menos energéticos, por ejemplo en el infrarrojo, que penetran más en el tejido y son menos dañinos para las células. Además como la fluorescencia se localiza únicamente en el foco del haz se pueden tomar imágenes en tres dimensiones y con una mejor resolución.



En la técnica de Fluorescence Life-time Imaging (FLIM) el análisis de la fluorescencia de una muestra excitada por un pulso ultracorto permite diferenciar entre el tejido sano y el cancerígeno [Jones, et al., 199].

En el ámbito de las comunicaciones ópticas el gran ancho de banda de las fibras permitiría combinar la técnica de transmisión OTDM (Optical Time-Division Multiplexing) con la de WDM (Wavelength-Division Multiplexing) [Knox, 2000].

La alta intensidad de los pulsos también los hace ideales para ablacionar y modelar materiales con una precisión de hasta 1  $\mu\text{m}$ . Si los pulsos son demasiado largos, la región de interacción (enfoque) se verá fuertemente afectado debido a la conducción del calor. Para evitar esto se utilizan pulsos de duración ultracorta [Tonshoff, et al., 2000].

Otra aplicación es la que hace referencia a una técnica conocida como Chirped Pulse Amplification (CPA), en la que un único pulso es amplificado y, al ser enfocado, puede generar intensidades del orden de  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup>, con las que se ha conseguido la fusión nuclear en un laboratorio [Ledingham, et al., 2000].

La mayor parte de las aplicaciones que se han mencionado requieren trabajar con pulsos tan cortos como sea posible. En tal caso, es lógico pensar que una de las principales prioridades en cualquier laboratorio de pulsos ultracortos es conocer la duración de los pulsos a la salida del láser correspondiente. Cuando dicha duración es óptima (la más corta posible) la fase depende linealmente del tiempo. Así, resulta especialmente útil, no sólo en aquellas aplicaciones que de por sí lo requieren, disponer de un sistema que permita la observación de fenómenos transitorios desde unos cuantos femtosegundos hasta cientos de picosegundos con una resolución solo limitada por el ancho del pulso.

Debido a que no existen dispositivos electrónicos lo suficiente rápidos para resolver un pulso de femtosegundo, se utilizan técnicas alternativas que involucran básicamente arreglos interferométrico, espectrométricos y elementos ópticos no lineales. El objetivo del proyecto de tesis

es, precisamente, la construcción y automatización de un sistema que incluye una línea de retardo de paso nanométrico equivalente a una resolución temporal de un par de femtosegundos para ser aplicada en experimentos de espectroscopia de resolución temporal. En particular la línea de retardo ha sido aplicada en una técnica conocida como Reflectancia Termo-Transitoria (TTR, de sus siglas en inglés) la cual permite analizar las dinámicas del electrón y la red (lattice). Los cambios en la señal de reflectancia medidos proporcionan una medida indirecta de ciertas propiedades del material. Al ser éste un método no invasivo, es muy atractivo para medir propiedades térmicas de películas semiconductoras y metálicas.

Técnicas como la que se describen en éste trabajo permiten prescindir de detectores ultrarrápidos de pico o subpicosegundos. En este caso detectores que responden en tiempos de nanosegundos son suficientes.

## **Sinopsis de la Tesis**

Este trabajo de tesis tiene por objetivo implementar la automatización y control de una línea de retardo con resolución de 0.06 femtosegundos y su aplicación en una técnica de espectroscopia de resolución temporal conocida como Reflectancia Termo Transitoria (TTR) para el estudio de las propiedades de transporte de energía en películas metálicas y semiconductoras. Para ello se desarrolló un programa en Labview que permite automatizar y controlar el sistema experimental para la adquisición de la señal de respuesta óptica de los materiales estudiados, en este caso una película metálica de Au de 5nm y una muestra en bulto del semiconductor GaAs. Los resultados obtenidos consisten básicamente en la generación de procesos transitorios de la Reflectancia en la superficie metálica y semiconductor, producidos por pulsos intensos de la luz láser de femtosegundos. La señal es resuelta en tiempo por un pulso de prueba de baja intensidad, con un ancho temporal comparable al pulso de excitación o bombeo. De esta forma los procesos físicos involucrados son estudiados y asociados con la respuesta transitoria de la señal de Reflectancia obtenida.

## REFERENCIAS

1. Shah, J ., *Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Nanostructures*, Springer Verlag, Berlin, 1996.
2. Zewail, A. H., *Femtochemistry: Ultrafast Dynamics of the Chemical Bond*, World Scientific, Singapore, 1994.
3. W. Denk, J. H. Strickler, and W. W. Webb, *2-photon laser scanning fluorescence microscopy*, *Science* **248**, 73 – 76 (1990).
4. R. Jones, K. Dowling, M. J. Cole, and D. Parsons-Karavassilis, *Fluorescence lifetime imaging using a diode-pumped all-solid-state laser system*, *Electron. Lett.* **35**, 256 (1999).
5. W. H. Knox, *Ultrafast technology in telecommunications*, *IEEE J. Quantum Electron.* **6**, 1273 – 1278 (2000).
6. H. K. Tonshoff, C. Momma, A. Ostendorf, S. Nolte, and G. Kamlage, *Microdrilling of metals with ultrashort laser pulses*, *J. Laser Appl.* **12**, 23 – 27 (2000).
7. K. W. D. Ledingham, I. Spencer, T. McCanny, R. P. Singhal, M. I. K. Santala, E. Clark, I. Watts, F. N. Beg, M. Zepf, Krushelnick, M. Tatarakis, A. E. Dangor, P. A. Norreys, R. Allot, D. Neely, R. J. Clark, A. C. Machacek, J. S. Wark, A. J. Cresswell, D. C. W. Sanderson, and J. Magill, *Photonuclear physics when a multiterawatt laser pulse interacts with solid targets*, *Physical Review Lett.* **84**, 899 – 902 (2000).
8. B. Kohler, V. V. Yakovlev, J. W. Che, J. L. Krause, M. Messina, K. R. Wilson, N. Schwentner, R. M. Whithell, and Y. J. Yan, *Quantum control of wave-packed evolution with tailored femtosecond pulses*, *Physical Review Lett.* **74**, 3360 – 3363 (1995).

## CAPÍTULO II

### ESPECTROSCOPIA DE RESOLUCIÓN TEMPORAL

El comportamiento transitorio de electrones excitados sobre superficies ó películas delgadas es fundamental para gran número de fenómenos físicos, incluidos transporte de energía, interacciones superficie-moléculas, reacciones químicas, etc., además de diversas aplicaciones tecnológicas. Por ejemplo, los Semiconductores que son los materiales más importantes para la electrónica y dispositivos optoelectrónicos hoy en día, la reducción de las dimensiones espaciales y la escala de tiempo en el que las interacciones fundamentales ocurren es cada vez más importante. Tal es el caso de la alta frecuencia en un transistor de efecto de campo; donde el límite de velocidad máxima del transistor está definido como el tiempo de tránsito que un electrón necesita para recorrer la distancia entre el electrodo de la fuente y el electrodo drenador. Suponiendo una distancia entre los electrodos de la fuente y drenador de 100 nm y una velocidad de arrastre de los electrones de  $10^7$  cm/s, el tiempo de tránsito es de sólo un pico-segundo (ps). La frecuencia correspondiente es de 1 terahertz (THz), la cual es dos órdenes de magnitud mayor que el estándar de hoy en día en que operan los transistores de tecnología de silicio. Este ejemplo ilustra que los procesos en una escala temporal de sub-picosegundos ó femtosegundos (fs) se vuelven relevantes para la realización de tal dispositivo. Por lo cual, el único método para el estudio de los procesos electrónicos en tal escala de tiempo es por medio de experimentos ópticos resueltos en tiempo que utilizan pulsos láser ultracortos de femtosegundos.

En estos un pulso es utilizado para excitar la distribución electrónica fuera de equilibrio a una escala de tiempo mucho menor que el tiempo de interacción electrón-fonón (algunos picosegundos). La termalización interna del gas de electrones y equilibrio de la temperatura electrónica y de la red, termalización externa, son subsecuentemente registradas en el dominio temporal utilizando un pulso de prueba. De esta forma la dinámica de relajación e intercambio de energía entre electrones y electrones-fonones es resuelta temporalmente.

## II.I ESPECTROSCOPIA DE RESOLUCIÓN TEMPORAL

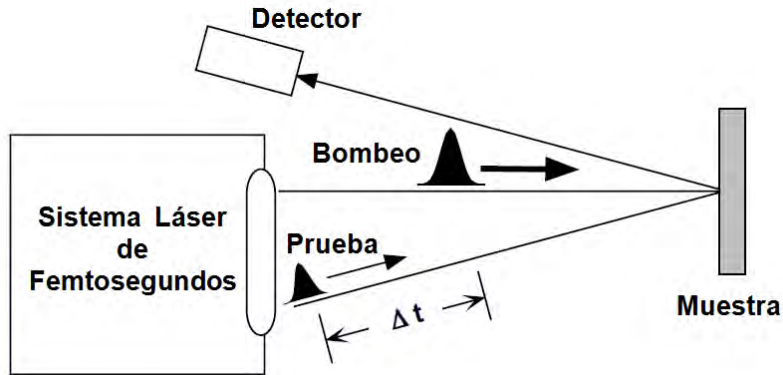
Existe un número de técnicas que pueden ser utilizadas para analizar la dinámica de los electrones una vez que han sido perturbados. Por ejemplo: medida de la distribución de electrones por efecto fotoeléctrico [Fann, et al.,1992] y la técnica de resolución temporal de la emisión de dos fotones (TR-2PP de sus siglas en ingles) [Peak, 1997]. En ambos casos se requiere de sistemas de vacío y en el último, de un criostato. Además de la complejidad del experimento, este resulta costoso.

Otra alternativa más simple y menos costosa, corresponde a la técnica de *Reflectancia Termo Transitoria (TTR de sus siglas en ingles)* y *Transmitancia Termo Transitoria (TTT de sus siglas en ingles)*. Las cuales son técnicas del tipo *bombeo-prueba* [Rosei, 1974; Holfeld, 2000; Del Fatti, 2000; Sun, 1994; Norris, 2003; Wellershoff, 1999; Garduño Mejía, 2007].

La técnica de *Reflectancia Termo Transitoria* es la empleada para nuestro estudio de las superficies semiconductoras (GaAs) y metálica (Au). El uso de la técnica para el estudio de los fenómenos en metales y semiconductores será presentado a lo largo de este capítulo. Los detalles del montaje experimental y la adquisición de datos serán abordados en el siguiente capítulo.

### II.II TÉCNICA TTR

En esta técnica, un pulso es dividido en dos, uno intenso (bombeo) y otro débil (prueba). El pulso de bombeo es utilizado para perturbar la superficie del material y por otro lado, controlando la longitud de camino óptico del pulso de prueba se produce un tiempo de retraso relativo entre ambos pulsos. El pulso de prueba, entonces, barre y toma una “fotografía” de la reflectancia o transmitancia a diferentes tiempos de retraso, con resolución temporal del orden de la duración del pulso de prueba.



**Figura 2.1-Sistema de Bombeo-Prueba**

Los cambios en la reflectancia y transmitancia medidos nos proporcionan una medida indirecta de ciertas propiedades del material. En el caso de metales, el cambio de reflectancia y transmitancia nos proporcionan información directamente de la evolución de la temperatura electrónica, evolución de la temperatura de la red del metal y el factor de acoplamiento entre electrones-fonones del material bajo prueba. En el caso de semiconductores, el cambio en la reflectancia y transmitancia está relacionado con los cambios en los estados electrónicos locales y la temperatura. De igual forma es posible obtener información sobre los tiempos de termalización.

En lo que sigue presentaremos una breve revisión de los procesos de excitación y relajación en metales y semiconductores, así como de un modelo aplicable a metales, que describe la evolución temporal y el cambio de temperatura del sistema electrón-fonón, a partir de los resultados obtenidos con la técnica de *TTR*.

### **II.III FASES DE RELAJACIÓN DE ELECTRONES EN SEMICONDUCTORES EXCITADOS ÓPTICAMENTE**

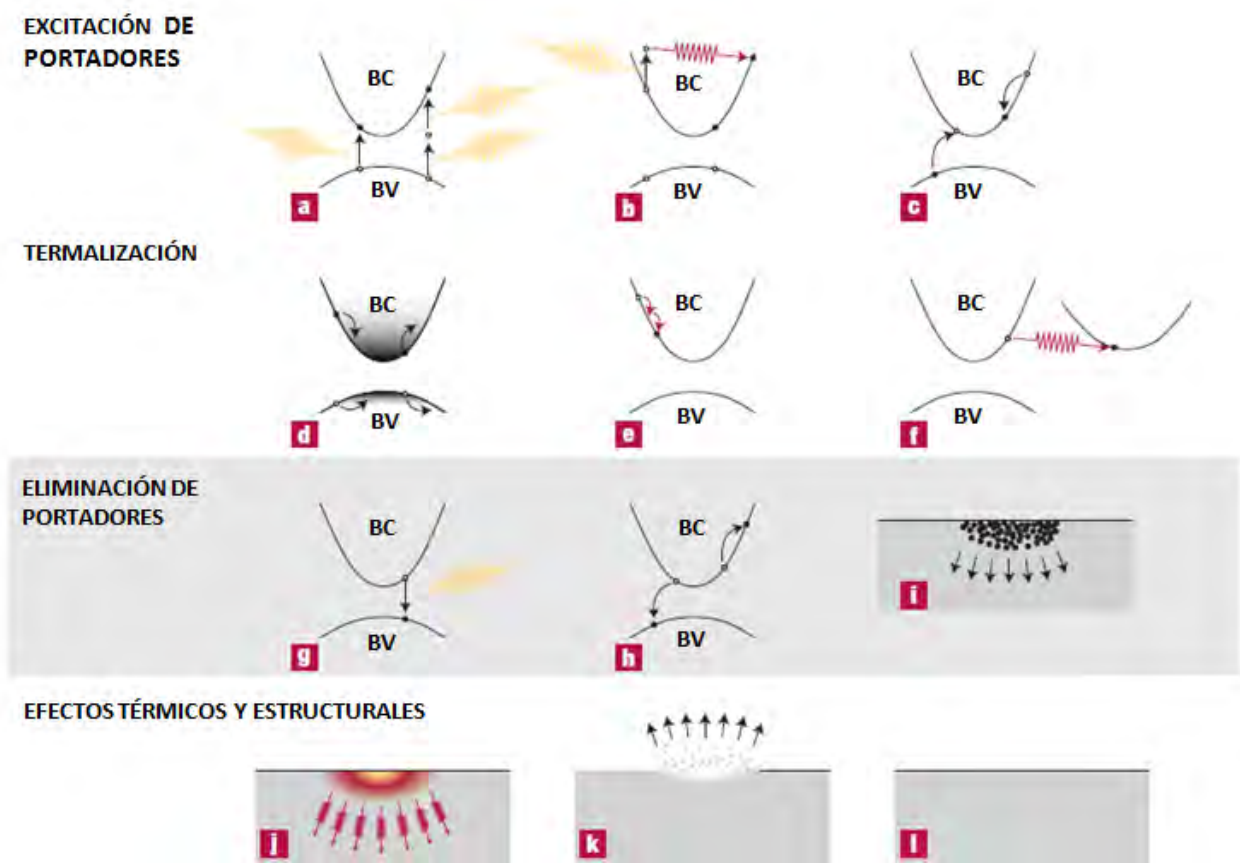
En la excitación con un pulso ultracorto, un semiconductor experimenta varias etapas de relajación antes de volver al equilibrio. En este proceso la energía se transfiere primero a los electrones y después a la red. La interacción incluye varios regímenes de excitación y relajación del portador. Estos regímenes y las escalas de tiempo para los procesos correspondientes se muestran en siguiente tabla 1 [Prasankumar, et al. ,2011].

**Tabla1.** Descripción de diversos regímenes temporales de un Semiconductor después de la excitación con un pulso láser ultracorto \*

Regimen y Escala de Tiempo	Interacción Relevante	Observaciones
Excitación óptica 10 - 100 fs	Momento dipolar de transición óptica interbandas (o transiciones, entre sub-bandas en las estructuras cuánticas)	La duración de la excitación de impulsos está estrechamente relacionada con la anchura de la distribución energética portadora de excitación
Régimen coherente 10 fs a varios 100 fs	Interacción de la polarización óptica con los estados electrónicos, decaimiento de de la polarización coherente a través de procesos de dispersión	Descripción en términos de funciones de onda coherente, polarizaciones coherentes y ecuaciones ópticas de Bloch, la observación de las dinámicas del paquete de onda coherente (quantum beats, oscilaciones de Bloch)
Régimen No térmico < 200 fs	Dispersión Portador - Portador	A la distribución del portador no se le puede asignar una temperatura, presencia de un hueco espectral
Régimen de Termalización o portadores calientes 100 fs a ps	Dispersión Portador - Portador Interacciones Portador- Fonón	La distribución del portador está definida por una temperatura; las temperaturas de las distribuciones del electrón y del hueco pueden ser diferentes y son mucho mayores la que temperatura del lattice; las temperaturas de las distribuciones del electrón y del hueco están en equilibrio con las temperaturas del lattice
Régimen de Recombinación o Isotérmico ps a $\mu$ s	Recombinación radiativa o no radiativa Captura del portador	Las temperaturas de las distribuciones del portador y el lattice son iguales; la escala de tiempo depende fuertemente del material, por ejemplo, semiconductores directos o indirectos, densidad de defectos, y calidad de las superficies

\* La discriminación entre los regímenes y los intervalos de tiempo dado no son estrictos, ya que todos los procesos se relacionan con un decaimiento exponencial de la cantidad investigada (Por ejemplo, la polarización coherente, exceso de energía, temperatura, y densidad de portadores) y varios procesos ocurren simultáneamente.

La figura 2.2 ilustra algunos de los procesos que ocurren en los regímenes de la Tabla 1, para un semiconductor típico de gap directo (p.ej. GaAs). Los diferentes procesos mostrados no ocurren secuencialmente; se traslapan en tiempo, formando una cadena de eventos continua que abarca el rango entero de femtosegundos a microsegundos. Por ejemplo, los portadores termalizan al mismo tiempo que ellos se enfrían transfiriendo energía a los fonones de la red. Los efectos estructurales no térmicos (por ejemplo formación de estructuras transitorias) pueden ocurrir mientras que la red sigue estando fría [Mazur, 2002].



**Figura 2.2.** Procesos de excitación y relajación del electrón y el lattice en un semiconductor de gap directo excitado por un láser. CB es la banda de conducción y VB la banda de valencia. **a**, Absorción multifotón, **b**, Absorción de portador libre, **c**, ionización por impacto. **d**, Distribución del portador antes de la dispersión. **e**, Dispersión Portador-portador. **f**, Dispersión Portador-fonón. **g**, Recombinación radiativa. **h**, Recombinación Auger. **i**, Difusión de portadores excitados. **j**, Difusión térmica. **k**, Ablación. **l**, Resolidificación o condensación.



## II.IV FASES DE RELAJACIÓN DE ELECTRONES EN METALES EXCITADOS ÓPTICAMENTE

Después de la excitación con un pulso de femtosegundos en una superficie metálica, se distinguen tres intervalos de tiempo ilustrados en la figura 2.3.

### Intervalo No térmico

Inmediatamente después de la excitación, un conjunto completo o bloque de electrones es desplazado arriba de la energía de Fermi,  $E_f$  (figura 2.3a). Bajo estas condiciones cuando los electrones se encuentran en un estado alto de no equilibrio, dos procesos simultáneos en competencia toman lugar. Uno es el movimiento balístico de los electrones excitados que pueden penetrar dentro de la muestra con velocidades cercanas a la velocidad de Fermi ( $\sim 10^6$  m/s) hasta una distancia aproximada de 100 nm, en el caso de Au.

El proceso más general es de termalización interna a través de colisiones entre electrones excitados y electrones (colisiones del tipo  $e-e$ ) alrededor de la energía de nivel de Fermi. Dependiendo las condiciones de perturbación, del material y espesor del mismo, este intervalo no térmico va de unos cuantos femtosegundos hasta unos cientos de fs.

### Intervalo Térmico

Una vez que el equilibrio térmico entre electrones excitados es alcanzado, un segundo intervalo de tiempo inicia, el cual se caracteriza principalmente por la relajación de la distribución a una de tipo Fermi (figura 2.3b) y una temperatura electrónica,  $T_e$ . La temperatura electrónica al inicio difiere en gran medida respecto a la temperatura de la red del metal,  $T_l$ , debido a la gran diferencia en las capacidades caloríficas de ambos. Los electrones calientes se encuentran localizados inicialmente dentro del intervalo balístico o la profundidad de absorción óptica del material. Conducidos por el gradiente de temperatura, estos electrones calientes se difunden a mayores profundidades dentro del material con velocidades considerablemente menores a las del movimiento balístico.



## II.V MODELO DE DOS TEMPERATURAS (TTM)

Para conocer la dinámica de electrones en la superficie, a partir de los resultados obtenidos con las técnicas experimentales de TTR y TTT, una relación entre la reflectancia de la película y la respuesta térmica teórica debe ser conocida.

Para este propósito, la evolución temporal y el cambio de temperatura del sistema electrón-fonón, en metales, puede ser descrito con buena aproximación con un modelo conocido como Modelo de Dos Temperaturas (TTM de sus siglas en inglés). Este modelo asume que los electrones absorben toda la energía radiante y alcanzan rápidamente el equilibrio térmico. Los electrones “calientes” transfieren entonces energía a la red “fría” debido a las colisiones electrón-fonón. Kaganov *et al.*, dedujeron las ecuaciones apropiadas para la razón de intercambio de energía entre el electrón y el sistema de la red, incluyendo un parámetro material llamado factor de acoplamiento electrón-fonón. Kaganov demostró que la razón de intercambio de energía estaba relacionada linealmente con la diferencia de temperatura entre los electrones y la red para pequeños cambios de temperatura por encima de la temperatura de Debye.

Dicho modelo consta de las siguientes ecuaciones diferenciales acopladas para la transferencia de calor entre electrón-red:

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( k_e(T_e, T_l) \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) - g_{e-p} [T_e - T_l] + S(z, t) \quad (2.1)$$

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = g_{e-p} [T_e - T_l] \quad (2.2)$$

Termino Perturbativo:

$$S(z, t) = \frac{J(1-R-T)}{\delta} \exp(-z/\delta) P(t), \quad P(t) = \frac{2}{\tau_p \sqrt{\pi/\ln 2}} \exp\left[-4 \ln 2 \left(t/\tau_p\right)^2\right] \quad (2.3), (2.4)$$

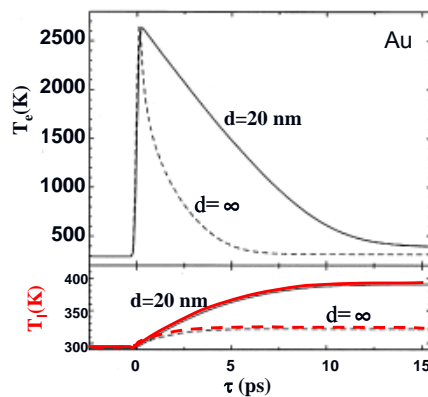
Donde:

$T_e$ :	Temperatura del electrón	$J$ :	Fluencia Laser
$T_l$ :	Temperatura de la red	$\tau_p$ :	Ancho Temporal
$g_{e-p}$ :	Factor de acoplamiento entre electrón-fonón	$\delta$ :	Profundidad de Penetración Óptica ( $\delta=1/\alpha$ )
$C_e$ :	Capacidad calorífica del electrón	$R$ :	Reflectancia de la muestra
$C_l$ :	Capacidad calorífica de la red del metal	$T$ :	Transmitancia de la muestra
$k_e$ :	Conductividad termica del electrón		
$T$ :	Variable temporal		
$Z$ :	Variable espacial		

Este sistema de ecuaciones acopladas nos permite conocer la evolución temporal de la temperatura electrónica  $T_e$  y de la red  $T_l$  y la difusión transversal de energía dentro de la muestra, después de que la película metálica ha sido sometida a un pulso de luz con características definidas en la función  $P(t)$ .

El sistema de ecuaciones diferenciales puede ser resuelto de forma numérica.

Un resultado típico de la evolución temporal de  $T_e$  (línea negra) y  $T_l$  (línea roja) en una superficie de Au es mostrada en la siguiente figura 2.4. Los resultados que se muestran corresponden a una película de 20 nm de espesor (línea continua) y muestra en bulto (línea punteada). Es apreciable la diferencia en los tiempos de relajación para una película delgada (<profundidad de absorción óptica) y material en bulto ó volumen (>>profundidad de absorción óptica).



**Figura 2.4.** Evolución temporal de la temperatura electrónica  $T_e$  y de la red  $T_l$  estimada con el modelo TTM

Ya que en los experimentos de TTR, el observable es una función de las propiedades ópticas de la película metálica, la relación con las propiedades térmicas será establecida a través de la función dieléctrica  $\varepsilon(\omega)=\varepsilon_1(\omega)+i\varepsilon_2(\omega)$ , la cual se asocia con el índice de refracción y el coeficiente de extinción ( $n$  y  $k$  respectivamente).

La relación entre la evolución temporal de la distribución electrónica alrededor de la energía de Fermi y la reflectancia se obtiene a partir del cálculo del cambio en la parte imaginaria de la función dieléctrica,  $\Delta\varepsilon_2(\omega)$ .

Conociendo  $\Delta\varepsilon_2$ , el cambio en la parte real,  $\Delta\varepsilon_1$ , es obtenido a través de las ecuaciones de Kramers-Kronig (K-K) [Lucarini, 2004]. Finalmente, una vez definidas  $\Delta\varepsilon_1$  y  $\Delta\varepsilon_2$ , la reflectancia es obtenida a partir de las ecuaciones de Fresnel [Abeles, 1972].

El cambio en la reflectancia,  $\Delta R/R$ , es fácilmente estimado para posteriormente ser comparada directamente con los resultados experimentales.

Este modelo ha tenido mucho éxito para describir la dinámica de electrones excitados en la escala de tiempo de uno a varios picosegundos para un gran número de superficies metálicas y diferentes condiciones de excitación, sin embargo, no es correcto en los intervalos de tiempo de femtosegundos en la etapa inicial de la perturbación. Esto se debe a que el modelo supone una termalización electrónica desde un inicio. En realidad, como ya se explicó anteriormente, en la etapa inicial la dinámica de electrones está determinada por el tiempo de colisión entre electrones,  $\tau_{ee}$ , la cual produce la termalización interna inicial. Durante este proceso de termalización los electrones más energéticos se encontraran relajándose.

Como primera aproximación la dependencia cuadrática de la energía predicha por la teoría de líquidos de Fermi, el tiempo  $\tau_{ee}$  puede ser expresado como:

$$\tau_{ee} = \tau_0 \left( \frac{E_f}{\hbar\omega - E_f} \right)^2 \quad (2.5)$$

donde  $\tau_0$  depende de la frecuencia del plasma. Valores para  $\tau_0$ , reportados varían desde 0.5 fs hasta 7 fs. Este parámetro es utilizado como parámetro para determinar el tiempo  $\tau_{ee}$  [Fann, 1992].

De manera reciente se han realizado algunas correcciones en el modelo TTM, que incluyen principalmente la consideración del espesor de la película, el intervalo balístico de electrones excitados y la transferencia directa de la población de electrones no térmicos.

Estas modificaciones permiten un análisis más realista para la simulación de la respuesta en diferentes metales, espesores de película además de información de la etapa inicial de termalización en escalas de tiempo femtosegundos.

## REFERENCIAS:

1. W. S. Fann, R. Storz, H. W. K. Tom and J. Bokor, *Phy. Rev. Lett.* 68, 2834, (1992).
2. H. Petek and S. Ogawa, *Progress in Surface Sciences*, 56, 239 (1997).
3. Rosei, R. *Physical Review B* 1974, 10, 474-483.
4. Hohlfeld, J., Wellershoff, S. S., Gudde, J., Conrad, U., Jahnke, V., Matthias, E. *Chemical Physics* 2000, 251, 237-258.
5. Del Fatti, N., Voisin, C., Achermann, M., Tzortzakis, S., Christofilos, D., Vellee, F. *Physical Review B* 2000, 61, 16956-16966.
6. Sun, C. K., Vallee, F., Acioli, L. H., Ippen, E. P., Fujimoto, J. G. *Physical Review B* 1994, 50, 15337-15348.
7. P. M. Norris, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 74, 400, 2003.
8. S.S. Wellershoff, J. Hohlfeld, J. Gudde, E. Mathias, *Appl. Phys. A*, 69, 1999, S99.
9. Jesús Garduño-Mejía, Michael P. Hignett and Stephen R. Meech. , *Submitted to Surface Science*, March 2007.
10. L. Huang, *Semiconductors under Ultrafast Laser Excitation: Optical Studies of the Dynamics* 14-26, Thesis, Harvard Univ. 1997.
11. Rohit P. Prasankumar, Antoinette J. Taylor, Antoinette J. Taylor, *Optical Techniques for Solid-State Materials Characterization*, CRC PressINC, 2011.
12. V. Lucarini, *Kramers-Kronig Relations in Optical Materials Research*, Springer, 2004.
13. Abeles, *Optical Properties of Solids*, North-Holland Publishing Company, 1972.
14. W.S. Fann, R. Storz and H. W. K. Tom, *Physical Review B*, 46, 13592, 1992.
15. E. Mazur, S.K. Sundaram, *Nature Materials*, Vol 1, 2002.

## CAPITULO III

### MONTAJE EXPERIMENTAL E INSTRUMENTACIÓN

En este capítulo se describe el montaje experimental implementado en la técnica de Reflectancia Termo-Transitoria (TTR), así como el proceso de automatización e instrumentación de la adquisición de datos para la obtención de la medida de autocorrelación y las respuestas ópticas transitorias de las superficies metálica de Au y semiconductor de GaAs.

#### III.I MONTAJE EXPERIMENTAL

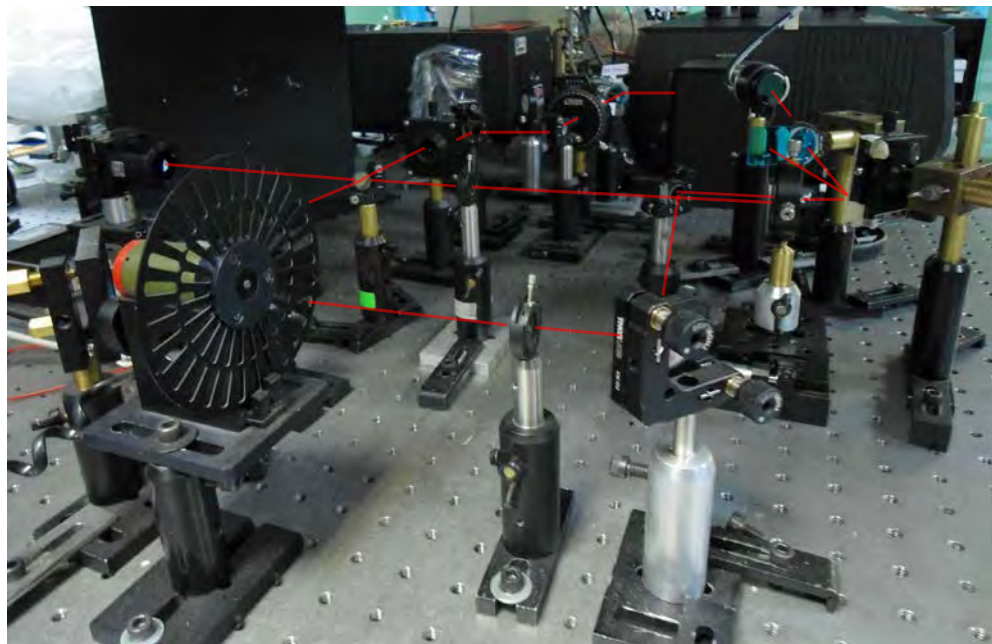
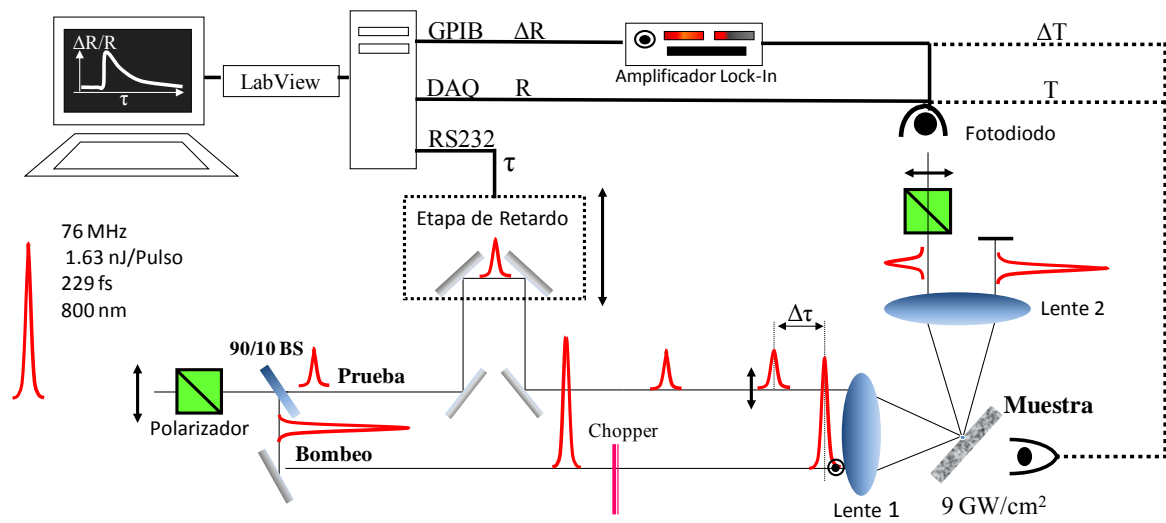
La figura 3.1 muestra el diagrama del sistema experimental de bombeo-prueba empleado. Los pulsos del sistema Coherent MIRA900 de Titanio: zafiro ( $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ) son generados a 76 MHz con un ancho total del pulso a la mitad del máximo de su perfil de intensidad de  $\sim 200$  fs . En ésta técnica un pulso láser es dividido en dos, uno intenso denominado bombeo y otro débil denominado prueba con una proporción 90:10 por un divisor de haz no polarizado. Un polarizador lineal es colocado en la trayectoria principal antes del divisor de haz, que se emplea para regular la intensidad tanto del bombeo como de la prueba.

La intensidad de haz de bombeo (1.63 nJ/pulso) se emplea como fuente de excitación ó calor mientras que el haz de prueba es utilizado para medir el cambio en la reflectividad o transmitancia de la muestra. El haz de bombeo pasa a través de un modulador opto-mecánico (chopper), creando un tren de pulso modulado a una frecuencia de 2 kHz. El haz de bombeo que alcanza la superficie de la muestra produce la perturbación necesaria para la detección de la Reflectancia o Transmitancia Termo Transitoria.



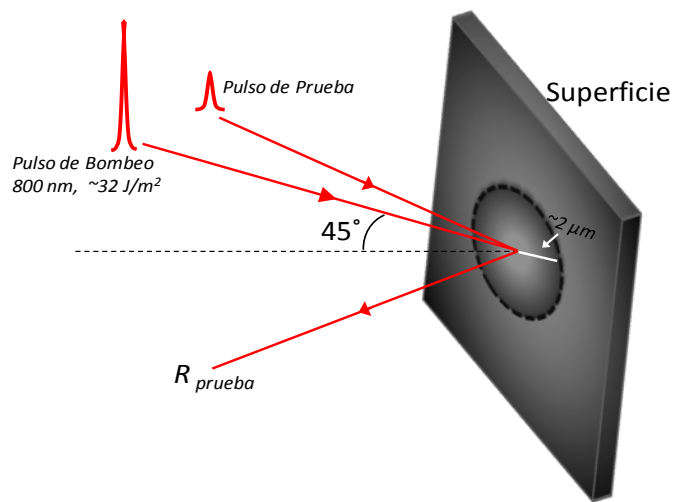
A la vez, el haz de prueba pasa a través de un espejo montado en una etapa traslacional motorizada (NRT150/M Motorized Translation Stage, Thorlabs Inc.) usada para variar la longitud de trayectoria óptica. Cuando ésta longitud de camino óptico de la prueba aumenta, se crea un tiempo de retraso experimental entre la llegada del haz de bombeo y el de prueba.

## Reflectancia Termo-Transitoria (TTR)



**Figura 3.1.** Montaje Experimental de la técnica TTR.

Los haces de bombeo y prueba son enfocados a un punto de tamaño  $\sim 4 \mu\text{m}$  a un ángulo de incidencia de  $45^\circ$  respecto de la normal (figura 3.2), lo cual corresponde a una fluencia incidente  $< 32 \text{ J/m}^2$ . El proceso de enfocamiento es logrado por una lente esférica de 25mm de distancia focal para infrarrojo cercano de Edmund. Esta posee la ventaja de permitir eliminar distorsiones espacio-temporales generados por la aberración esférica de los pulsos de femtosegundos.



**Figura 3.2.** Geometría del Bombeo y Prueba. El haz de Bombeo (800 nm) excita una región en la superficie, mientras que simultáneamente el haz de prueba escanea la parte central de la región excitada.

El haz reflejado de la prueba es enviado a un detector fotodiodo Si (DET210-High Speed Si Photo Detector de Thorlabs Inc.), induciendo una fotocorriente que crea una señal de voltaje de alrededor de 600 mV. Por otro lado el haz de bombeo reflejado en la superficie del material es bloqueado por una pantalla y un filtro. Un polarizador (analizador) cruzado con respecto a la polarización del haz de bombeo es colocado antes del detector, en la dirección del haz de prueba. Esto permite filtrar la luz esparcida del bombeo generada por la superficie bajo prueba. Un amplificador de amarre de modos

(Lock-In SR830 de Stanford Research Systems) determina la magnitud del cambio relativo y la fase de la señal del voltaje en la frecuencia de la modulación del chopper (Apéndice C).

La longitud del camino óptico de prueba se cambia usando la etapa de retraso variable, teniendo en cuenta la medida del cambio transitorio en la Reflectancia de la muestra con una resolución del orden de la duración del pulso de prueba  $\sim 200$  fs . La medida correspondiente para cada retraso temporal o posición de la platina corresponde al promedio del tren de pulsos a 76 MHz, modulados por el chopper a 2 KHz. Lo que “observa” el detector prácticamente es un cambio en la señal DC a medida que cambia el retraso o la posición de la platina.

Después del detector la señal es dividida, en una que va directamente al Lock-In ( $\Delta R$ ) y otra ( $R$ ) que va a la tarjeta de adquisición de datos ( NI-USB-6229 BNC de National Instruments). De manera sincronizada a través de un programa de LabView, se realiza el cociente  $\Delta R/R$  como función del retraso  $\tau$ .

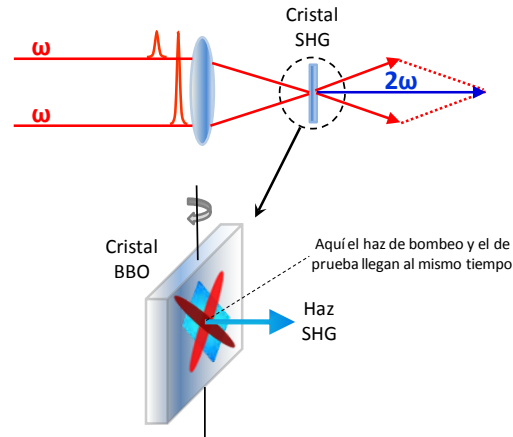
El resultado en un barrido de la posición de la platina será una “fotografía” de la evolución temporal del cambio de Reflectancia.

La clave para la técnica que ha sido utilizada en éste trabajo, en términos de la resolución temporal tan fina que se puede lograr, radica en el hecho de que aunque no se dispone de detectores electrónicos lo suficientemente rápidos para resolver pulsos de femtosegundos, se cuenta con platinas y motores de paso que pueden lograr resoluciones espaciales del orden de nanómetros. Por medio de un arreglo tipo interferómetro-autocorrelador, desplazamientos espaciales son traducidos en cambios temporales. Así un desplazamiento de  $0.05\mu\text{m}$ , que es fácilmente resuelto por la etapa traslacional, representa un corrimiento temporal de 0.33 fs.

Técnicas como la que se describen en éste trabajo permiten prescindir de detectores ultrarrápidos de pico o subpicosegundos. En este caso detectores que responden en tiempos de nanosegundos son suficientes.

Para que se lleve a cabo la etapa de enfoque en la muestra, lo cual es crítico para obtener una señal medible, es necesario tomar ciertas consideraciones en la alineación del sistema, tales como la distancia que recorren ambos haces (bombeo-prueba) los cuales deben cumplir un recorrido de distancias iguales, en nuestro caso un recorrido total de 70 cm, así como mantener la altura y distancia entre ambos pulsos constante, esto es, el haz de bombeo y el haz de prueba deben de mantenerse equidistantes y siempre a la misma altura antes de ser enfocados, para ello se observa el comportamiento de estos en campo lejano observando siempre que la oscilación o retraso generado en el haz de prueba no afecte la altura ni la distancia respecto al haz de bombeo, en caso de ser así se debe ajustar alguno de los espejos de la trayectoria de la prueba el cual permite separar los haces o bien ajustar la altura del haz de prueba, con esto es posible marcar una referencia de la alineación de nuestro sistema para la posterioridad y cuando se desee trabajar con el sistema bastará verificar rápidamente sobre las referencias. Bajo estas condiciones de alineación la etapa de enfoque es posible realizarla.

Por otra parte se requiere conocer el denominado “retraso cero”, es decir, la posición en la que ambos pulsos (bombeo y prueba) se traslapan en tiempo y espacio sobre la muestra para posteriormente obtener la señal de TTR. Para ello haremos uso de un cristal de BBO (Beta Borato de Bario) tipo I, recordando que este es un cristal generador de segundo armónico (SHG), en el que los haces deben viajar colineales respecto al eje óptico de la lente, procurando además la mínima separación entre ellos lo cual se comprueba en el campo lejano. Esta condición de alineación garantiza el enfoque de ambos haces en el mismo punto del cristal con la mínima aberración posible. Posteriormente se ajustó el ángulo del cristal hasta cumplir con la condición de empatamiento de fases (*phase-matching*) para cada haz fundamental y así observar el correspondiente segundo armónico de cada uno. Con una alineación tal que permitiera observar de manera simultánea la generación del segundo armónico por parte del bombeo y la prueba, posteriormente se desplazó la platina lentamente hasta lograr observar la correspondiente suma de frecuencias, la cual únicamente sucede cuando los pulsos de bombeo y prueba se encuentran traslapados en tiempo y en espacio (figura 3.3).



**Figura 3.3.** Generación del segundo armónico

Puesto que la alineación de nuestro sistema es crítica teniendo un máximo error posible de  $\sim 70 \mu\text{m}$  en la longitud de la trayectoria de cada haz, es necesario que el movimiento de la etapa de retraso se realice de forma lenta, esto nos da la ventaja de observar por más tiempo el segundo armónico. La posición del retraso cero representará ahora nuestro punto de referencia o posición en la cual podemos esperar a que la señal transitoria de reflectancia inicie.

### III. II INSTRUMENTACIÓN

Una parte fundamental del proyecto de tesis consistió en la automatización y control de los instrumentos desde la PC. Para ello se desarrolló un programa en Labview que permite la adquisición de datos con el fin de medir las respuestas ópticas transitorias de las superficies metálica y semiconductoras obtenidas a partir de la espectroscopia de resolución temporal, con la técnica de TTR descrita anteriormente además de la caracterización misma de los pulsos por medio de la autocorrelación no colineal de segundo orden [Diels, J. C., 2006]. El programa en LabView controla el movimiento de la platina encargada de generar la etapa de retraso y adquiere de manera coordinada la señal registrada del fotodiodo y el cambio en la señal  $\Delta R$  medida con el lock-in.

Para la etapa de microposicionamiento se cuenta con una etapa traslacional motorizada NRT150 de Thorlabs Inc., cuyo movimiento está regulado por un motor a pasos, este permite realizar

movimientos con alto grado de precisión lo que determina de manera crucial la resolución en la respuesta óptica transitoria obtenida.

La etapa traslacional motorizada empleada posee las siguientes características eléctricas y mecánicas:

Ángulo de paso de  $1.8^\circ$ , 2 fases, resistencia de fase de 4.6 ohms, corriente de 1 A, inductancia de fase de 10.6 mH, torque de tensión de 1.7 N.cm y un torque de mantenimiento de 23.1 N.cm, una etapa de 150 mm de recorrido, giro horario y antihorario (Hoja de especificaciones, Apéndice D).



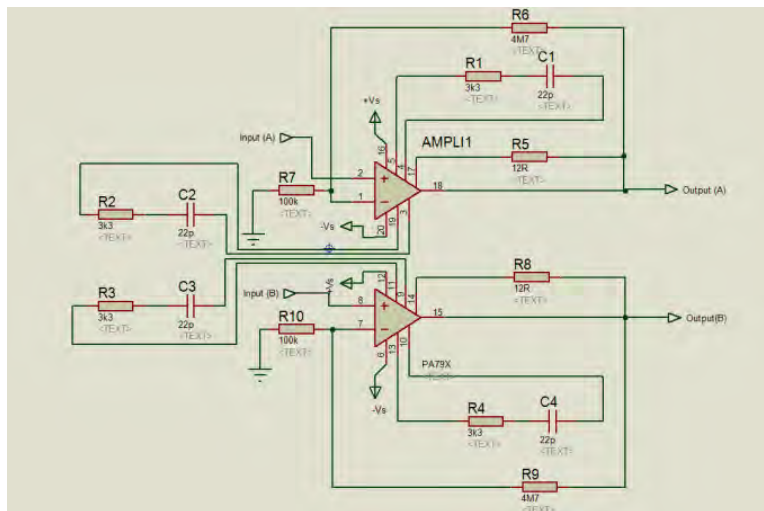
**Figura 3.4** Etapa traslacional motorizada modelo NRT 150 de THORLABS INC.

La característica principal del motor de esta etapa traslacional es que su eje gira un determinado ángulo por cada impulso eléctrico de entrada. Por lo que al aplicar un conjunto adecuado de impulsos eléctricos, el rotor girará un ángulo al que se le denomina paso. Este puede variar desde  $90^\circ$  hasta pequeños desplazamientos de  $1.8^\circ$ , de esta forma se necesitarán 4 pasos en el primer caso para completar un giro de  $360^\circ$  y 200 pasos en el segundo caso. Otra característica que poseen estos motores es la capacidad de poder quedar enclavados en una posición si una o más de sus bobinas están energizadas o bien totalmente libres si no circula corriente por ninguna de ellas.

### III.II.I CONTROL DE MOVIMIENTO DE LA ETAPA TRASLACIONAL MOTORIZADA (LÍNEA DE RETARDO)

Debido a que no se cuenta con un controlador para el movimiento fino de la platina (NRT150/M Motorized Translation Stage, Thorlabs Inc.), fue necesario desarrollarlo para ello se creó un programa en Labview que permite el control del movimiento de este y la adquisición de la señal de respuesta óptica transitoria para los diferentes materiales bajo estudio.

Para lograr movimiento del motor se construyó primero una etapa de potencia debido a que la amplitud máxima que puede generar el programa es de 5V-TTL, la cual no es suficiente para accionar el motor a pasos. La figura 3.5 muestra el circuito utilizado para la alimentación del motor (etapa de potencia), el cual se encuentra conectado a una fuente de alimentación que brinda el voltaje y corriente necesaria para poder [Gómez Arista I., 2012].



**Figura 3.5** Circuito empleado para la alimentación del motor, se encuentra conectado a una fuente de alimentación que proporciona los 10 VDC requerido para el motor.

Construida la etapa de potencia para el motor a pasos de la etapa traslacional, se procedió a realizar el programa que coordinará el movimiento del motor el cual controla el movimiento de la platina encargada de generar la etapa de retardo y la adquisición de la señal registrada en el fotodiodo.



El programa *Espectroscopia.vi* es el encargado de realizar el control y la adquisición de datos. Este consta de una interfaz interactiva de usuario y un diagrama de flujo de datos que hace las funciones de código fuente. La interfaz interactiva de usuario de un VI se le denomina Panel Frontal, debido a que simula el panel de un instrumento físico. El panel frontal contiene los botones, interruptores, indicadores, gráficas y otros controles para la manipulación del sistema experimental.

El VI recibe instrucciones de un diagrama de bloques que se construye en G y es la solución en forma gráfica a un determinado problema de programación.

De esta forma tenemos una vista del Panel Frontal del programa de adquisición de datos siguiente:

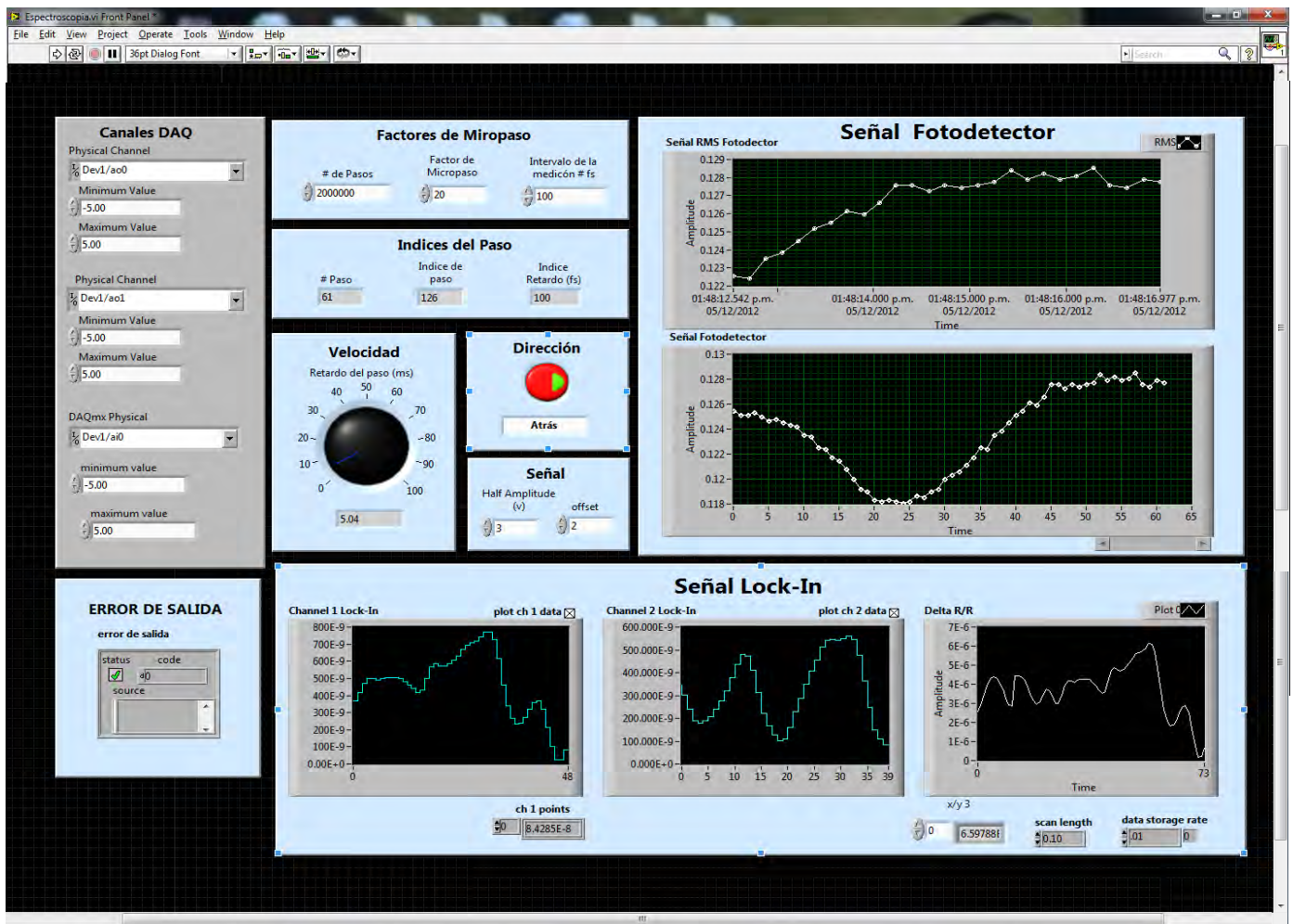


Figura 3.8 Panel frontal del programa de adquisición de datos.



En el panel de control, el usuario indica los canales en la tarjeta de adquisición para la lectura y escritura de los datos (lado izquierdo) de esta forma se establece la comunicación con la platina o etapa traslacional motorizada, el fotodetector y la PC. En la parte superior se tiene el módulo donde el usuario ingresará los parámetros referentes a la resolución de la medición (Módulo Factores de Micropaso). Puesto que el factor de micropaso está relacionado con la resolución deseada en la medición es decir, el tamaño de paso o intervalo mínimo temporal con el que se realizará la medición el usuario cuenta con una tabla de calibración para asignar el tamaño de paso que desee asignar en el parámetro.

En la siguiente tabla se muestra la calibración para algunos factores de micropaso en términos de femtosegundos, para más información sobre la calibración véase el Apéndice A.

**Tabla 1.** Factores de micropaso

<b>Factor de Micropaso</b>	<b>Desplazamiento Longitudinal [<math>\mu\text{m}</math>]</b>	<b>Desplazamiento Temporal [fs]</b>
1*	5.000	33.333
5	1.000	6.666
10	0.500	3.333
30	0.166	1.106
50	0.100	0.666
100	0.050	0.333
200	0.025	0.166
500	0.010	0.066

\* El factor 1 es el paso máximo que se le puede dar al motor.

Se tiene también un parámetro o control sobre el número de pasos totales que se realizarán en la medición en este caso de 2 000 000 por defecto (Apéndice A), debido a que es el máximo de pasos que puede realizar el motor en la longitud de 150 mm de la etapa traslacional. En el parámetro del intervalo de tiempo en fs como su nombre lo indica, el usuario ingresará el número de

femtosegundos que desee duré su medición, concluido este intervalo el programa se detendrá, con esto se logra el control preciso de la escala temporal en la medición y el tiempo de medición.

Se puede observar que la etapa de microposicionamiento se puede realizar en intervalos de  $5 \mu m$  a  $0.01 \mu m$ . De donde un desplazamiento de  $1 \mu m$  de la platina del espejo resulta en un tiempo de retraso de  $\sim 6.67$  fs, que es mucho menor que la resolución de la medición.

En el panel frontal se muestra también un dial encargado de controlar la velocidad del motor, el valor a elegirse en este dependerá de la constante de tiempo seleccionada en el lock-in y será de aproximadamente tres veces mayor que el valor de dicha constante. Se tiene también un control para la dirección del desplazamiento de la platina, hacia adelante o hacia atrás.

Se muestran además los módulos donde se observan los índices de paso en número y su correspondiente valor en femtosegundos, así como un módulo con algunas de las propiedades de las señales generadas para el movimiento del motor como la amplitud y el offset que tienen un valor predeterminado los cuales el usuario no deberá cambiar.

En cuanto a la adquisición de datos el programa permite desplegar las gráficas con la señal medida por el fotodetector (Módulo Señal Fotodetector). El módulo muestra la gráfica de dicha señal y la gráfica RMS de esta, los valores medidos como se mencionó en la sección anterior corresponden a la señal de reflectancia R de la muestra.

Por último podemos observar dos módulos en la parte inferior del panel de control, a la izquierda un indicador para el error de salida si este presenta un error los archivos de escritura no se crearán. A la derecha de este (Módulo Señal Lock-In) se presentan las graficas de las señales medidas con el lock-in en cada uno de sus dos canales, las cuales nos dan el valor del cambio en reflectancia  $\Delta R$  de la muestra. Finalmente se muestra una tercera gráfica en este módulo correspondiente al cociente  $\Delta R/R$  la cual proporciona la señal deseada de respuesta óptica del material (Apéndice A.III).

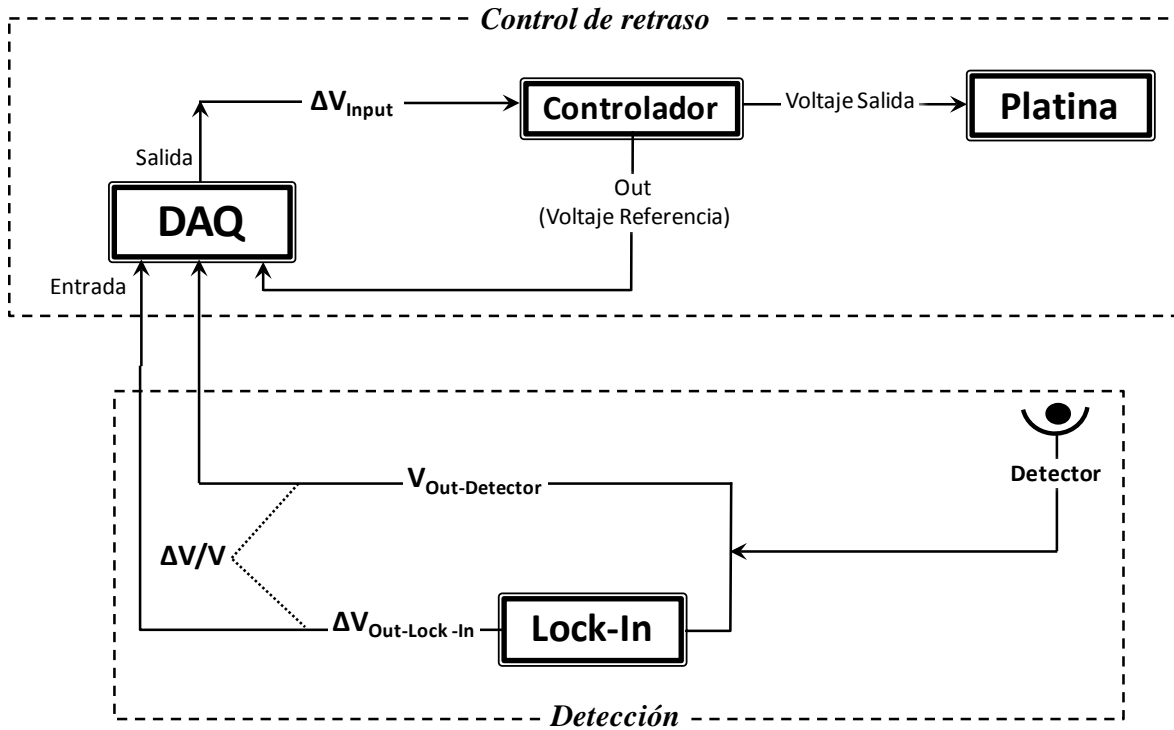


Figura 4.4. Diagrama de Flujo del Programa de Control y Adquisición de Datos

## REFERENCIAS

- 1 P. M. Norris, Review of Scientific Instruments, Vol. 74, 402, (2003).
- 2 Gómez Arista Iván, *Fabricación de un espejo deformable utilizando una membrana de polímero*, 2012.

## CAPÍTULO IV

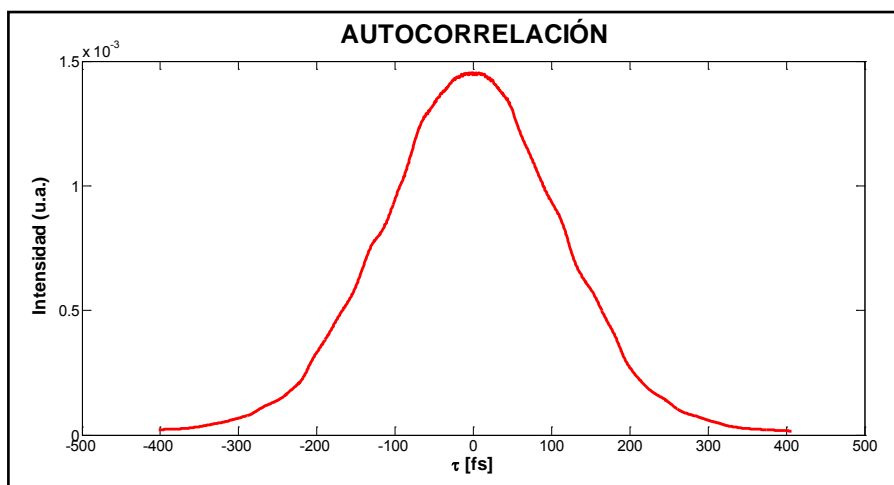
### RESULTADOS Y CONCLUSIONES

En el capítulo anterior se describió el proceso de calibración de la etapa traslacional realizada por el motor a pasos así como la autocorrelación de segundo orden (SHG) y el arreglo experimental con el cual es posible realizar la medición de la duración del pulso empleado en la técnica de TTR.

En el presente capítulo se describen los resultados experimentales obtenidos con el arreglo experimental.

#### IV.I CARACTERÍSTICAS TEMPORALES Y ESPECTRALES DEL PULSO

Empleando la línea de retardo y el arreglo experimental mencionado en el capítulo dos, se obtuvo la siguiente señal de autocorrelación:



**Figura 4.1.** Señal de Autocorrelación de Intensidad.

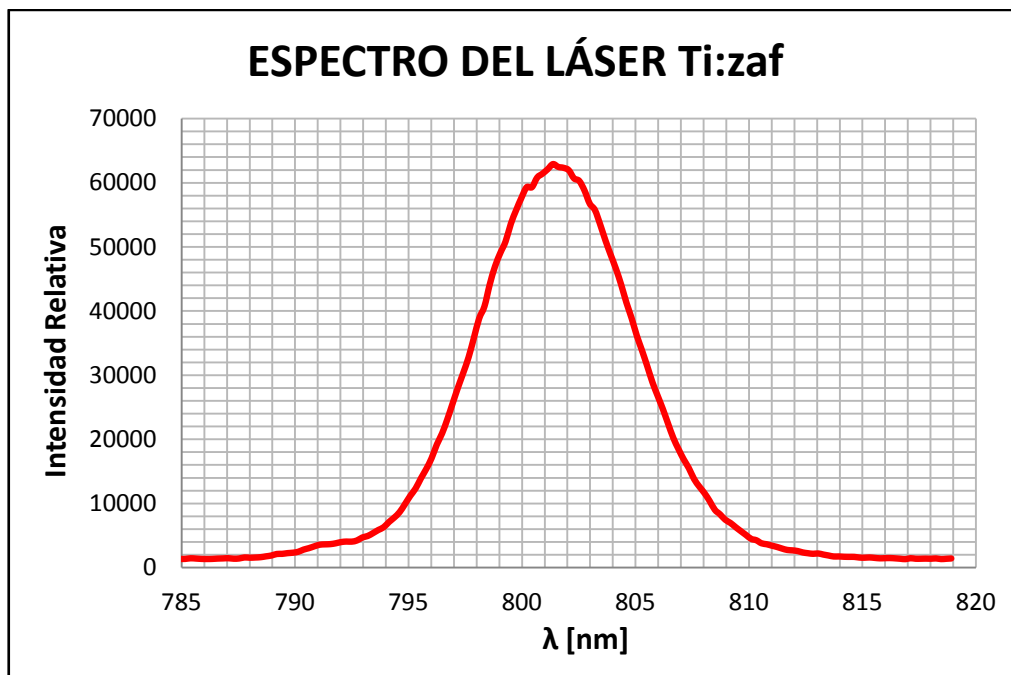
Para esta medición se empleó un factor de micropaso de 50 es decir, los desplazamientos realizados entre punto y punto fueron de 0.666 fs. Podemos observar que el ancho del pulso está acorde a lo esperado. De manera que la calibración realizada para el sistema (Apéndice A) es correcta.

A partir de esta señal de autocorrección es posible medir la duración de los pulsos, para ello es necesario determinar el criterio que se empleara en la medida del ancho temporal, que en nuestro caso es el del ancho total a la mitad del máximo (FWHM) de la traza de autocorrelación. El FWHM de la autocorrelación está relacionado por un factor de  $1/\sqrt{2}$  con respecto al FWHM del perfil de intensidad del pulso suponiendo en este caso un perfil gaussiano.

Bajo este criterio se obtiene que el ancho del pulso es de 224 fs aproximadamente suponiendo un perfil gaussiano. Este resultado coincide con los resultados obtenidos a partir de otros sistemas de caracterización de pulsos de femtosegundos, con los que se cuenta en el laboratorio: Autocorrelador por Generación del Segundo Armónico (sistema comercial Femtochrome), Autocorrelación por Absorción de Dos Fotones (TPA) y sistema Frequency Resolved Optical Gating de Segundo Armónico (SHG-FROG).

## CARACTERÍSTICAS ESPECTRALES

A continuación se presenta el espectro del láser de Ti:zaf medido con un espectrómetro modelo BRC111A-USB-NIR de Edmund Optics.



**Figura 4.2.** Espectro del láser de Ti:zaf.

El ancho de banda correspondiente es de 8 nm. El ancho de banda en frecuencia es de 3.73 THz, calculado a partir de la siguiente ecuación:

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda \quad (4.1)$$

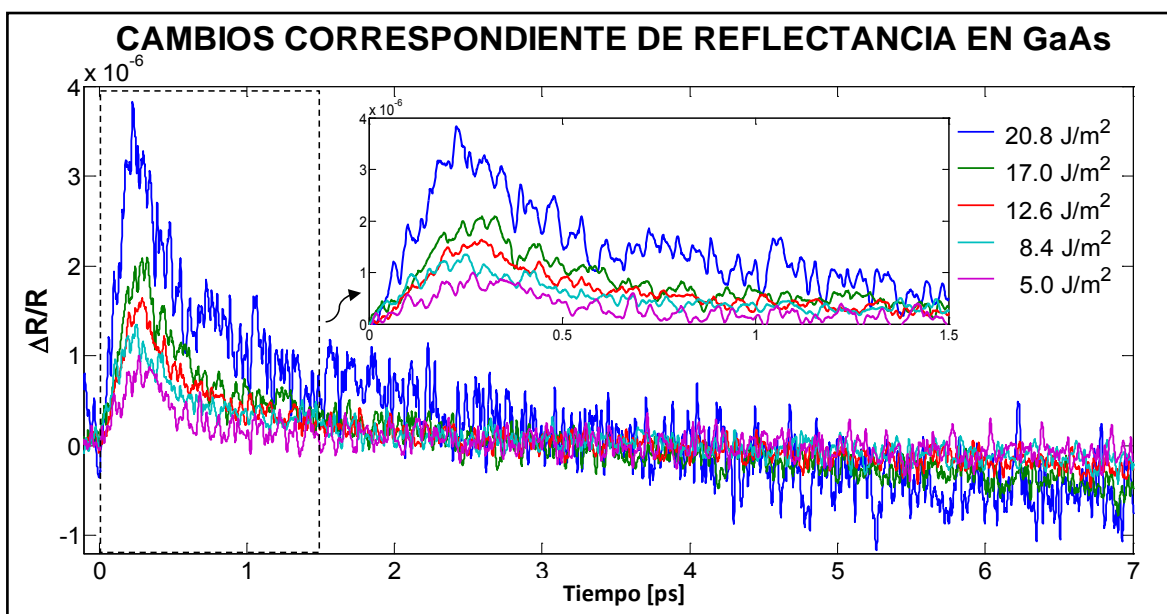
## IV.II EVOLUCIÓN DE LAS PROPIEDADES ÓPTICAS TRANSITORIAS

A partir de la técnica de Reflectancia Termo Transitoria, descrita en el capítulo anterior, se obtuvieron las respuestas ópticas para una superficie semiconductor de GaAs en bulto y una superficie metálica de Au de 5nm de espesor aproximadamente.

Para facilitar el análisis de los resultados se ha dividido esta sección para el semiconductor y el metal.

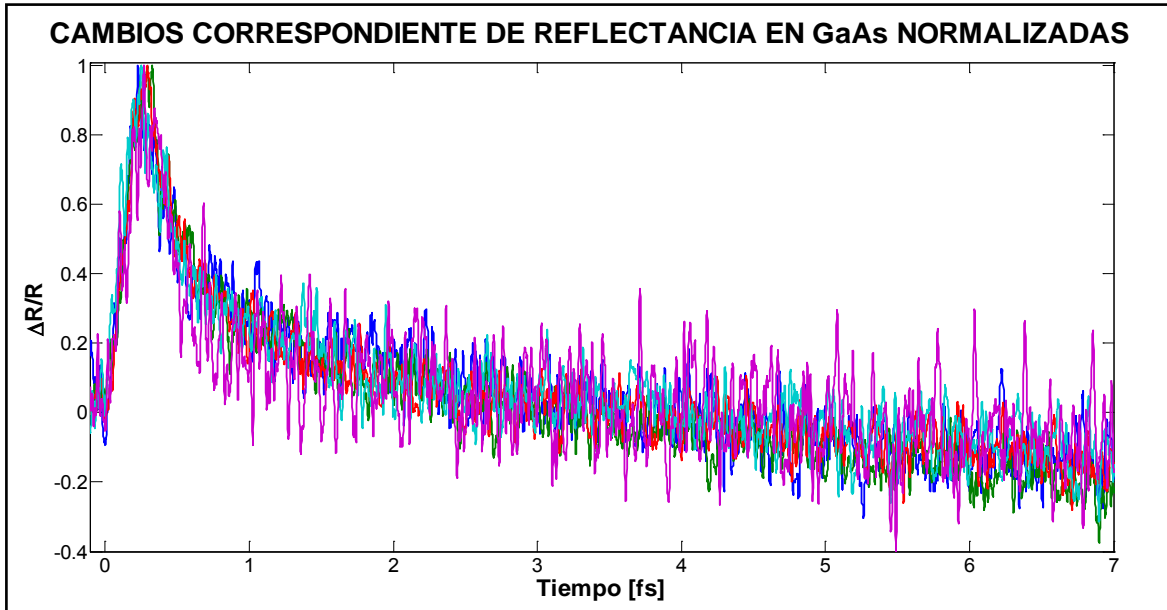
### IV.II.I SEMICONDUCTORES

En la siguiente figura se muestra la respuesta del material al ser perturbado por diferentes fluencias de bombeo incidentes que van desde los 20.8 J/m<sup>2</sup> a 5 J/m<sup>2</sup>.



**Figura 4.3** Curvas de los cambios en Reflectancia en GaAs.

Se realizó la normalización de las diferentes curvas con el fin de comparar los tiempos de respuesta en las diferentes etapas del proceso de excitación y relajación, dando por resultado las siguientes curvas mostradas en la figura 4.4.



**Figura 4.4** Curvas de cambios en la Reflectancia Normalizadas.

De la figura 4.3, podemos observar que la respuesta del GaAs a la excitación depende en gran medida de la fluencia incidente. A medida que esta aumenta se crea una mayor excitación que se ve reflejada en los cambios en la reflectividad, así para una fluencia de  $20.8 \text{ J/m}^2$  se obtienen cambios en la señal  $\Delta R/R$  de alrededor de  $4 \times 10^{-6}$ , es decir, alrededor de un par de micras ( $4 \mu V$ ) en la señal de voltaje detectado, alcanzando para fluencias menores como  $5 \text{ J/m}^2$  cambios  $\Delta R/R$  de alrededor de  $1 \times 10^{-6}$ .

Por otra parte, se calculó la medida de los tiempos de excitación y relajación para cada una de las curvas correspondientes a cada fluencia, para ello se empleó un método de ajuste basado en algoritmos genéticos [Zeidler et al, 2001], el cual arroja una ecuación que está basada en los tres tiempos de las fases de relajación, esto es, un tiempo asociado a la duración excitación, otro a la fase

de relajamiento posterior a la excitación y un último asociado a la fase de relajación final. La ecuación de ajuste queda entonces de siguiente forma:

$$R = A(1 - \exp[-\tau/t_s])(\exp[-\tau/t_{R_1}]) + B(1 - \exp[-\tau/t_{R_1}]) (\exp[-\tau/t_{R_2}]) + C(1 - \exp[-\tau/t_{R_2}]) \quad (4.3)$$

En donde

$\tau$  = tiempo de retraso

$t_s$  = tiempo de subida

$t_{R_{1,2}}$  = tiempo de relajación 1,2

La siguiente figura muestra algunos de los ajustes realizados mediante este método, en esta se observa los valores del cambio de reflectancia así como su respectiva curva de ajuste.

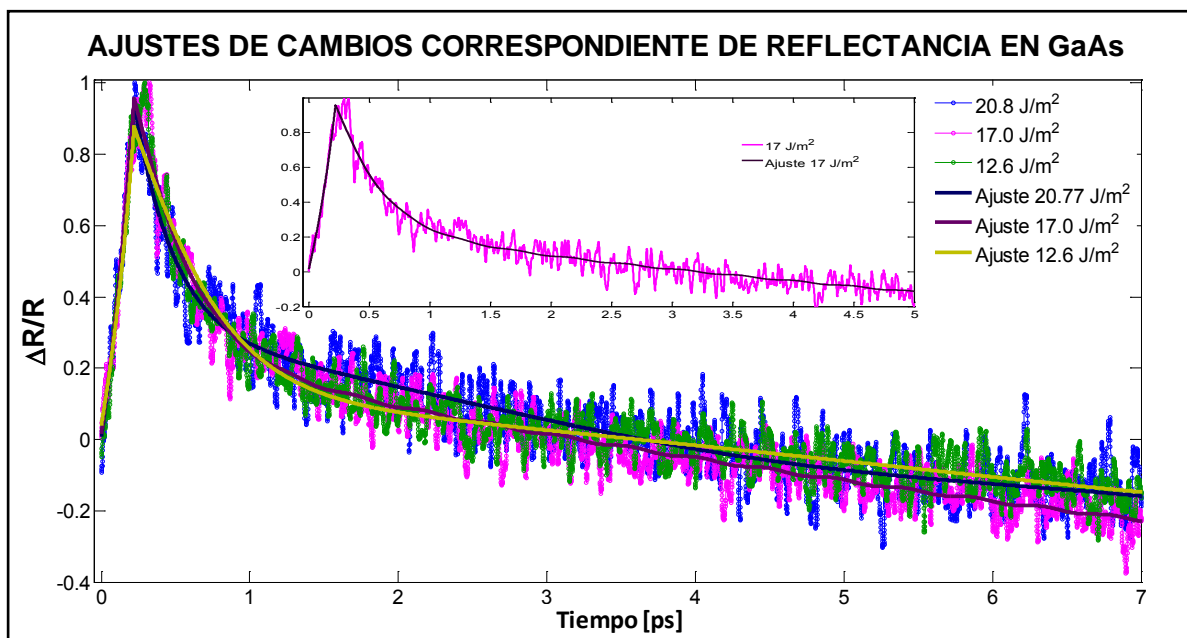


Figura 4.5

Curvas de Ajuste obtenidas mediante el método de algoritmos genéticos.

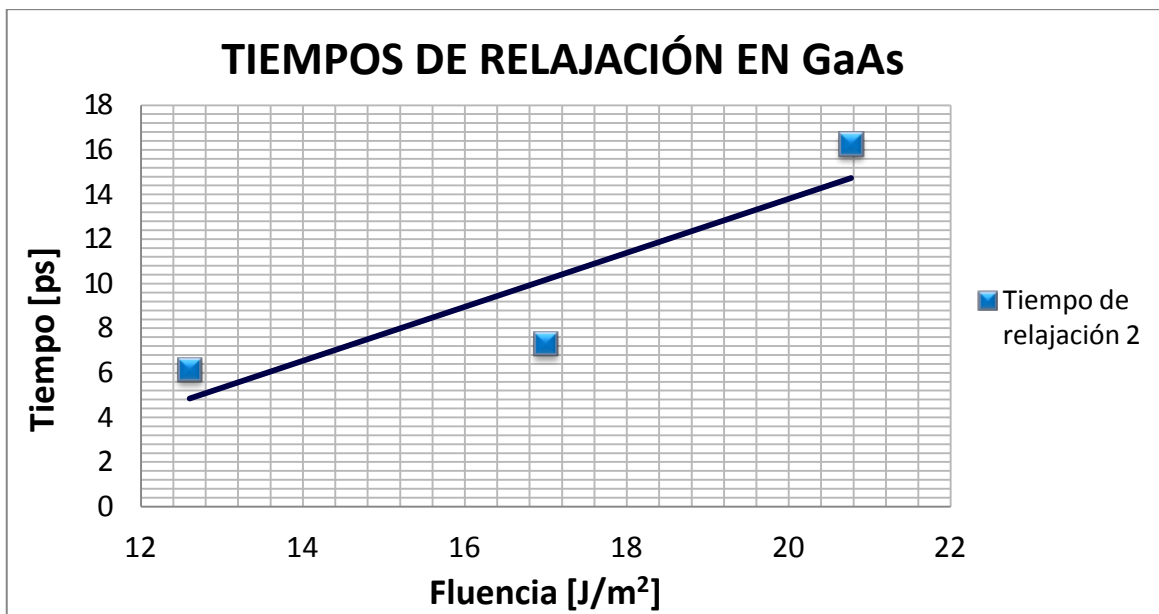
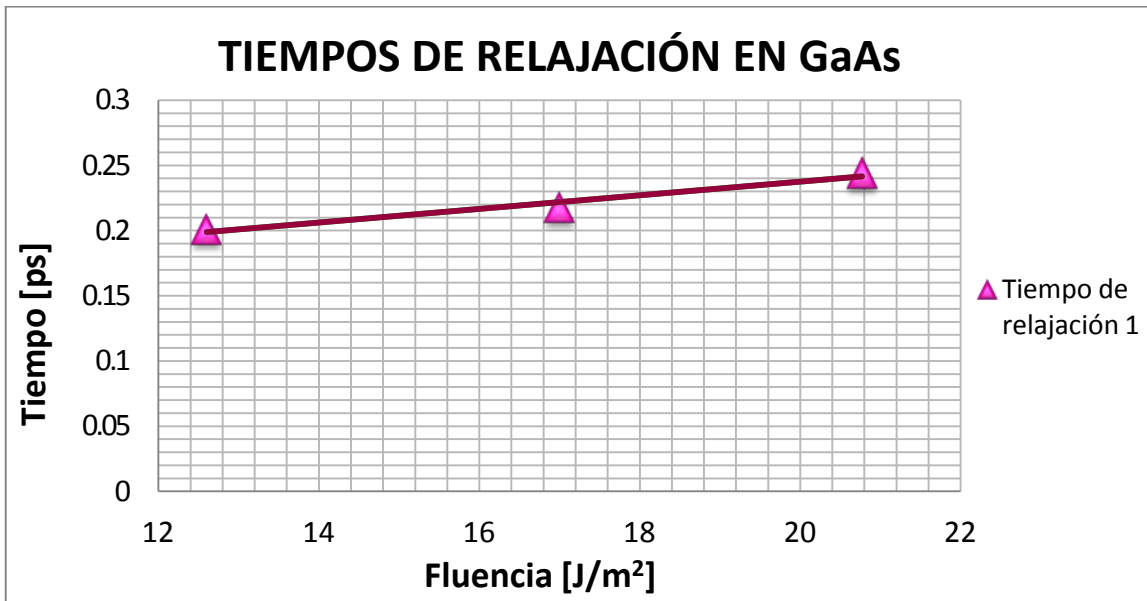
Se observa así los siguientes valores de los tiempos de excitación y relajación para algunas de las fluencias de excitación.



**Tabla 4.1.** Tiempos de las fases en el proceso de excitación del GaAs obtenidos mediante el método de ajuste de algoritmos genéticos.

Fluencia [J/m <sup>2</sup> ]	Subida [ps]	Relajación 1 [ps]	Relajación 2 [ps]
20.77	0.3251	0.2440	16.2704
17.0	0.1372	0.2175	7.3160
12.6	0.0434	0.2008	6.1681

Graficando los tiempos de relajación, se obtiene:

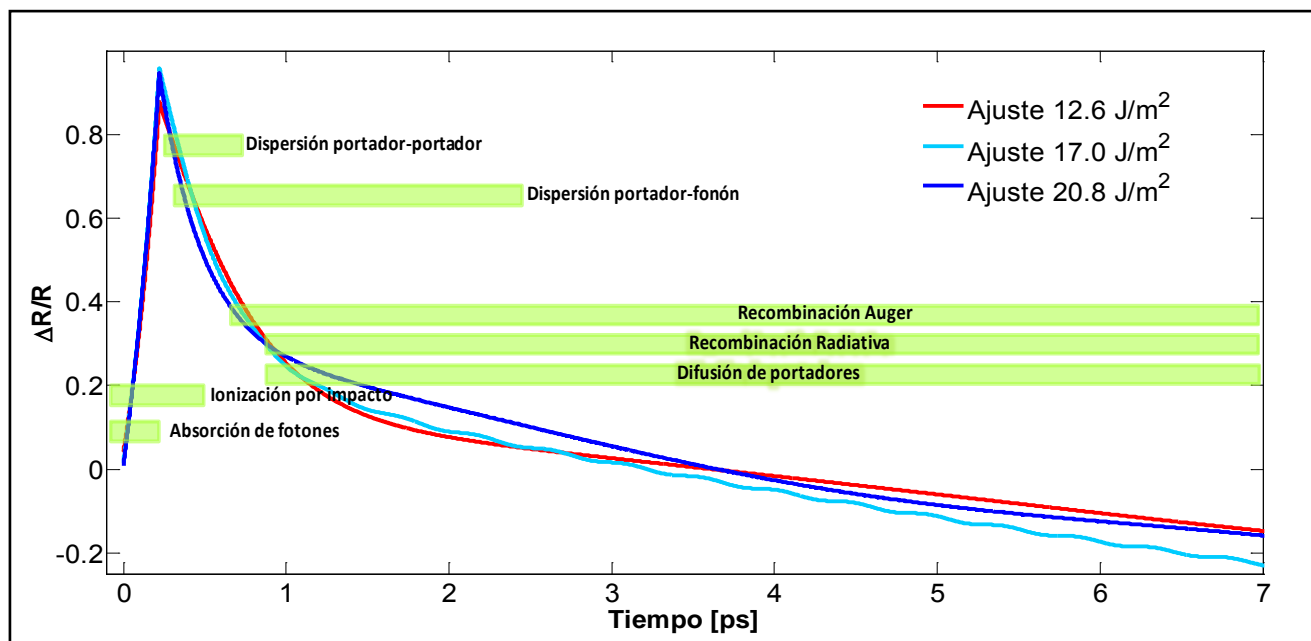


**Figura 4.6** Gráficas de los tiempos de relajación como función de las fluencias incidentes en el GaAs, obtenidos mediante el programa de ajuste de algoritmos genéticos (ec. 4.3).

De donde se observa que con el aumento de la fluencia incidente sobre el GaAs, el tiempo de relajación se incrementa. Los tiempos de subida o excitación no se consideran en esta gráfica debido a que los tiempos obtenidos con el programa de ajuste son del orden del ancho del pulso por lo que es necesaria una mayor resolución en esta medición, lo cual sólo se logra empleando pulsos con menor duración. Con esto podemos comprobar lo que se observa en la figura 4.3, es decir, se tiene que para fluencias grandes los cambios en la señal de reflectancia aumentan debido a que se provoca una mayor excitación sobre el GaAs, por lo cual el proceso de relajación es más tardado.

A partir de los resultados obtenidos mediante el método de ajuste (Tabla 4.1) podemos asociar los tiempos de los procesos físicos responsables del comportamiento observado.

La siguiente figura ilustra los principales procesos de excitación y relajación del electrón y la red (lattice) estudiados en el capítulo dos, responsables de la señal de Reflectancia obtenida.

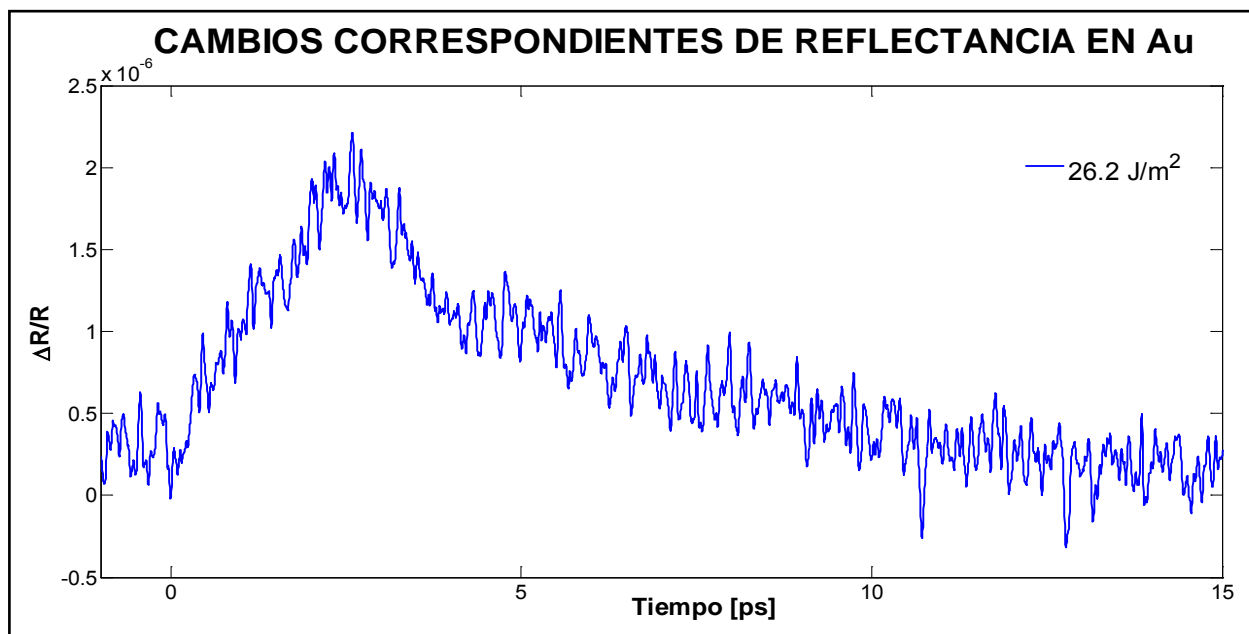


**Figura 4.7** Procesos de excitación y relajación del electrón y el lattice en el semiconductor de GaAs, asociados a la curva de reflectancia obtenida. Las barras verdes indican la duración del proceso y su ubicación está asociada al comportamiento observado.

Para una mejor observación de los procesos asociados a la curva de Reflectancia Termo Transitoria obtenida, no se grafica la señal con un intervalo temporal mayor. Sin embargo, se debe suponer que los procesos de Recombinación Auger, Recombinación radiativa y Difusión de portadores excitados continúan, ya que estos procesos llegan a tardar hasta el orden de nanosegundos.

#### IV.II.II METALES

En el caso de la muestra metálica de Oro (Au) de 5 nm se obtuvo la siguiente curva de respuesta óptica:



**Figura 1.** Curva del cambio en la Reflectancia en una película de Au de 5nm.

Para conocer la dinámica de los electrones en la superficie metálica, a partir de los resultados obtenidos con la técnica TTR, una relación entre la reflectancia de la película y la respuesta térmica teórica debe ser conocida.

Para este propósito, la evolución temporal y el cambio de temperatura del sistema electrón-fonón, en metales, puede ser descrito con buena aproximación con el Modelo de Dos Temperaturas (TDM) descrito en el capítulo dos [Qiu, 1992; Weizhong, 2004 ].

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( k_e(T_e, T_l) \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) - g[T_e - T_l] + S(z, t) \quad (1)$$

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = g[T_e - T_l] \quad (2)$$

$$S(z, t) = 0.94J \frac{1-R}{\tau_p \delta} \exp \left[ -\frac{z}{\delta} - 2.77 \left( \frac{t}{\tau_p} \right)^2 \right] \quad (3)$$

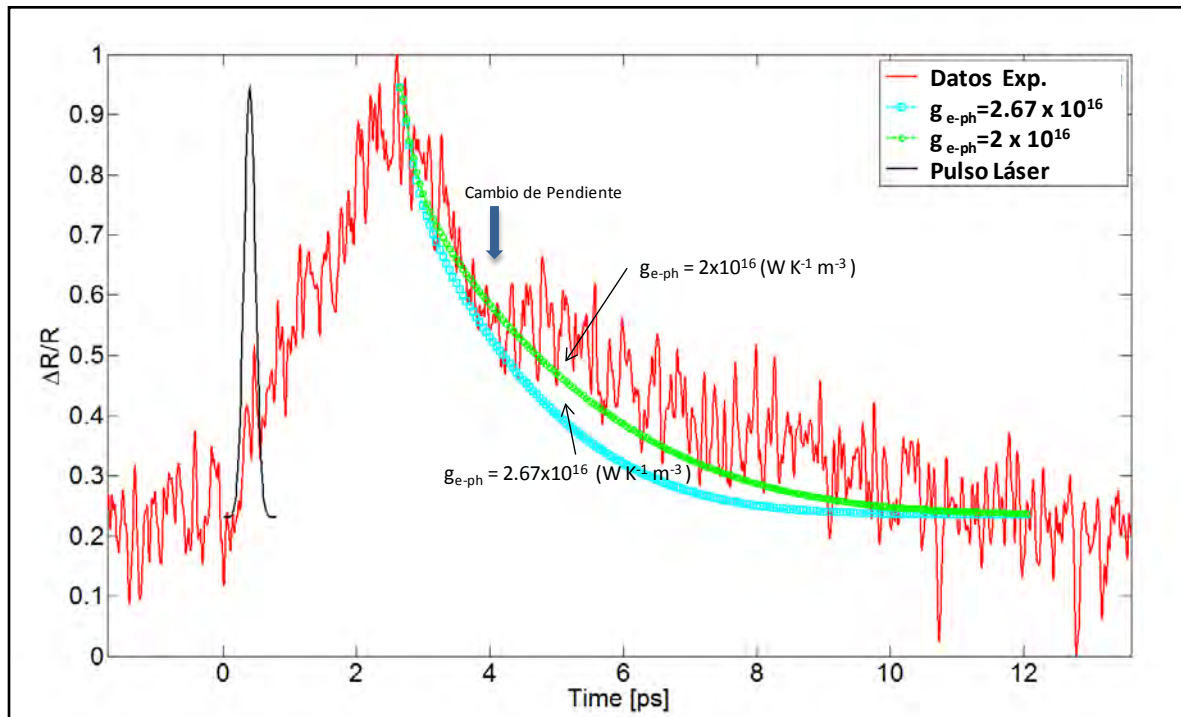
Donde:

$T_e$ :	Temperatura del electrón	$J$ :	Fluencia Laser
$T_l$ :	Temperatura de la red	$\tau_p$ :	Ancho Temporal
$g_{e-p}$ :	Factor de acoplamiento entre electrón-fonón	$\delta$ :	Profundidad de Penetración Óptica ( $\delta=1/\alpha$ )
$C_e$ :	Capacidad calorífica del electrón	$R$ :	Reflectancia de la muestra
$C_l$ :	Capacidad calorífica de la red del metal	$T$ :	Transmitancia de la muestra
$k_e$ :	Conductividad termica del electrón		
$T$ :	Variable temporal		
$Z$ :	Variable espacial		

De esta forma, la respuesta óptica transitoria se estima mediante el cálculo computacional de la función dieléctrica transitoria correspondiente para una longitud de onda dada. La función dieléctrica depende directamente de la función de distribución de Fermi-Dirac, la cual depende del tiempo, la temperatura de los electrones, y la densidad de estados de evolución (DOS) del material [Garduño et al, 2007].

El modelo de dos temperaturas (TTM), ha demostrado ser consistente en muestras en bulto, pero muestra algunas diferencias para las películas delgadas, por debajo de 10 nm. Por ejemplo, la tasa de transferencia de energía entre los electrones y la red se rige por el parámetro de acoplamiento electrón-fonón,  $g_{e-ph}$ , que es característica para cada material. Algunas investigaciones sugieren que este parámetro puede depender del espesor de la película y la estructura [Garduño et al, 2008].

En la siguiente figura 2, se muestra la reflectancia termo-transitoria para una película de Au de 5nm, fabricada por evaporación, bajo a una fluencia de excitación de bombeo de  $2.62 \text{ mJ/cm}^2$  aproximadamente, la cual corresponde a las menores fluencias empleadas que se tienen reportadas.



**Figura 4.7.** Señal experimental de Reflectancia Termo-Transitoria Normalizada ( $\Delta R/R$ ) en una película de Au de 5nm (línea roja), pulso láser de femtosegundo (línea negra) y ajuste del Modelo de Dos Temperaturas (TTM) para dos diferentes parámetros de acoplamiento electrón-fonón  $g_{e-ph}$  (curvas en verde y cyan).

En el caso de películas en bulto, los electrones penetran con cierta libertad a mayores profundidades dentro de la película produciendo una reducción eficiente de energía por difusión. En películas delgadas, la difusión de electrones excitados será inhibida y la energía será almacenada en un volumen pequeño. El movimiento de difusión será bloqueado y reflejado en la interfaz con el substrato, resultando en mayores densidades de energía dentro de la película.

El resultado, en términos de la relajación térmica y bajo las mismas condiciones de perturbación, es que en el caso del material en bulto habrá una relajación de tipo exponencial rápida y en películas delgadas, una relajación aproximadamente lineal lenta como en nuestro caso.

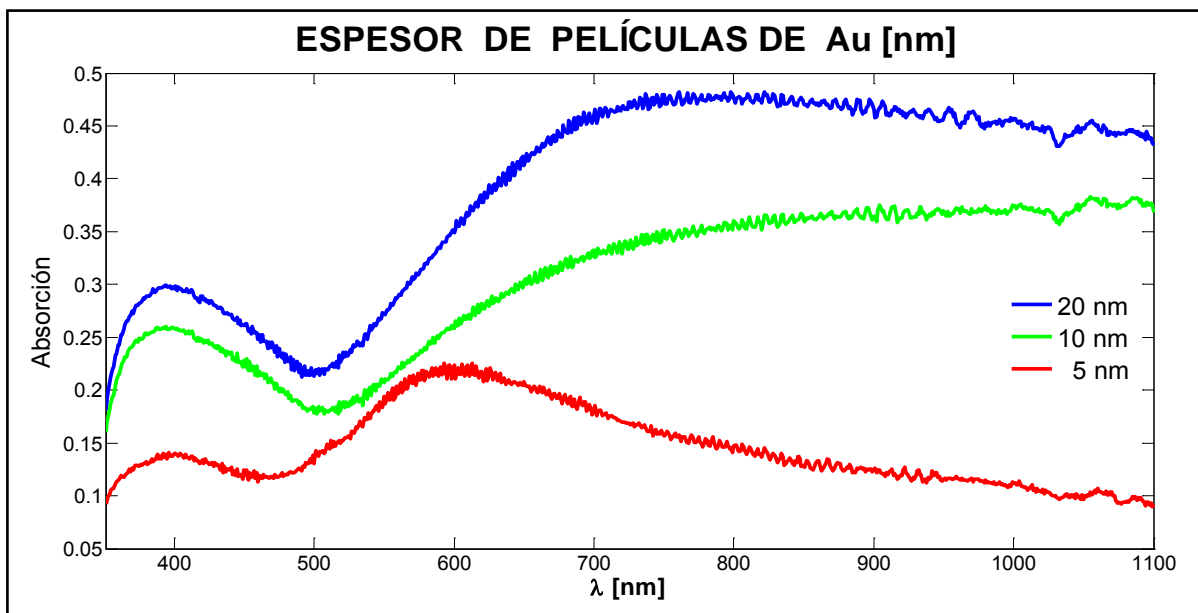
Además, los tiempos de relajación dependerán de las características específicas, térmicas y del factor de acoplamiento electrón-fonón, de cada material.

El parámetro  $g_{e-ph}$  reportado en la literatura para una muestra de Au en bulto corresponde a una constante de  $2.67 \times 10^{16} \text{ WK}^{-1} \text{m}^{-3}$ . Con el fin de conseguir un mejor ajuste para los datos experimentales se ha reducido este parámetro a  $2 \times 10^{16} \text{ WK}^{-1} \text{m}^{-3}$  en el TTM, de acuerdo con anteriores trabajos reportados [Garduño et al, 2008]. La reducción del parámetro de acoplamiento electrón-fonón se traduce en un decremento en la tasa de transferencia de energía. En la figura 4.7 se presenta el ajuste para los dos valores diferentes de  $g_{e-ph}$ .

La diferencia entre el tiempo de relajación esperado y el medido se asocia con la presencia de estructuras nanométricas que se han formado en la muestra de 5nm.

Este hecho se confirmó con las medidas de absorción UV-VIS donde se observa un corrimiento del espectro debido a la resonancia de plasmón alrededor de los 575 nm.

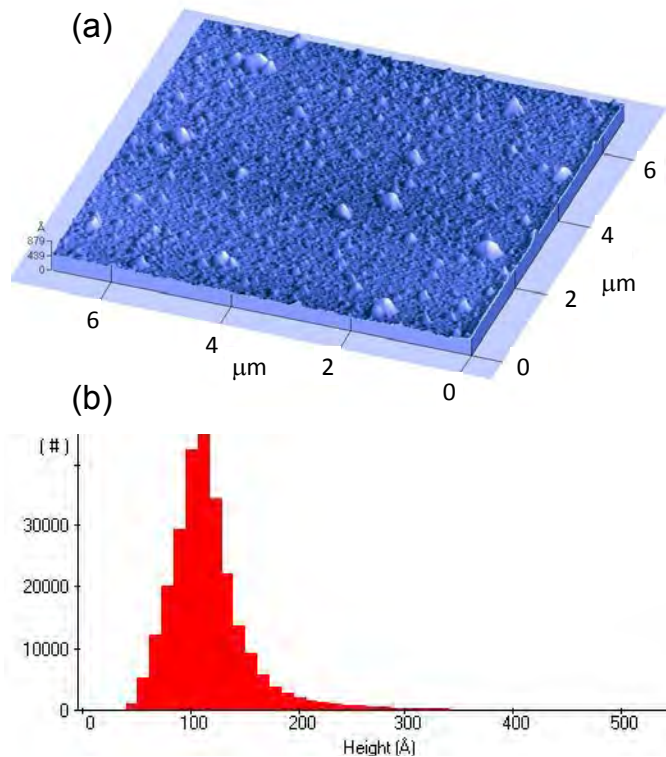
El corrimiento del pico de absorción se muestra en la figura 4.8, donde se observan los espectros de absorción para tres películas de diferentes espesores: 5 (muestra experimental TTR), 10 y 20 nm.



**Figura 4.8** Curvas de absorción UV-VIS para películas de Au de 5, 10 y 20 nm depositadas sobre una superficie de vidrio.

El corrimiento del pico de absorción se muestra en la figura 4.8, donde se observan los espectros de absorción para tres películas de diferentes espesores: 5 (muestra experimental TTR), 10 y 20 nm.

La presencia de algún tipo de estructura también se confirmó con una medición de la superficie metálica en el microscopio de fuerza atómica de la marca Park Scientific Instruments, la cual se muestra en la figura 4.9.



**Figura 4.9** (a) Imagen AFM de una muestra de Au de 5nm, (b) Histograma de alturas<sup>1</sup>.

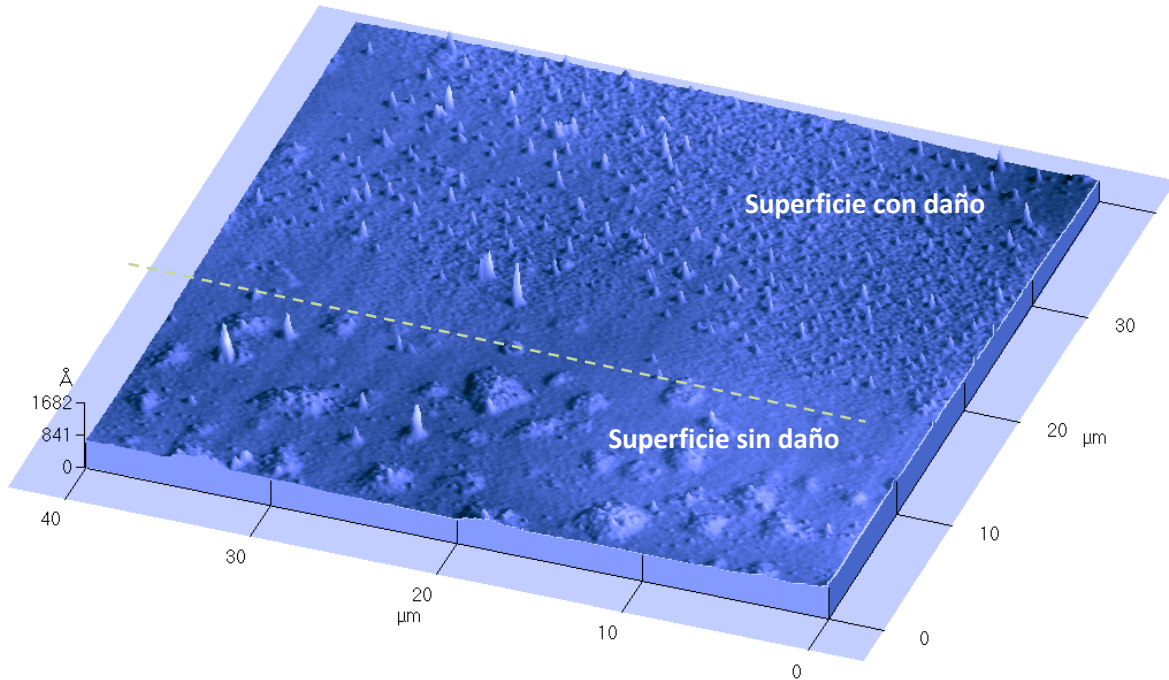
La imagen de AFM de la superficie en la figura 4.9-(a) se obtuvo para un área correspondiente al tamaño del spot del haz enfocado. El histograma de alturas (figura 4.9-b) muestra estructuras entre 5-35 nm, con un promedio de alrededor de 10 nm.

Por otra parte también se intentó aplicar la técnica TTR en películas de 10 nm. En este caso se observó que para fluencias mayores a los  $26.2 \text{ J/m}^2$  el haz de bombeo enfocado causaba daño en la superficie de la película de Au de 10 nm. A simple vista se observó un rayado en la superficie provocado por el haz por lo que fue necesario realizar mediciones de la superficie con AFM. Se obtuvo así la siguiente imagen de la superficie:

---

<sup>1</sup> Densidad de puntos con dicha altura.

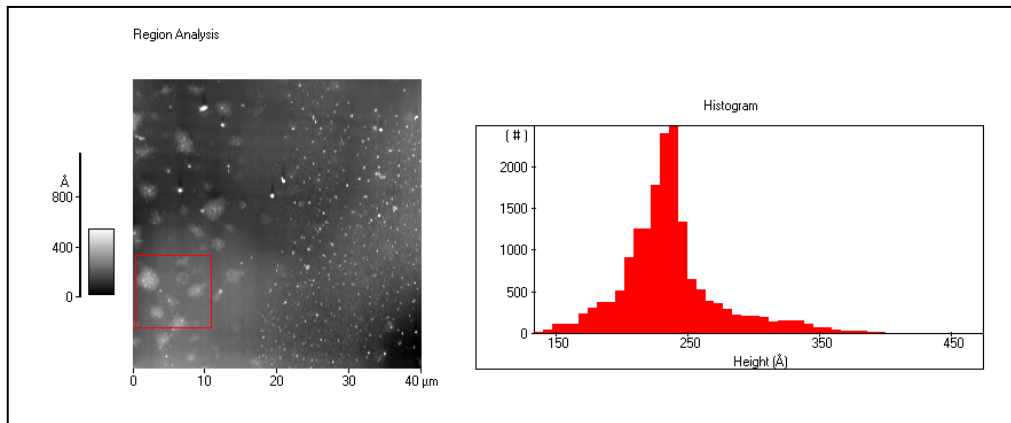




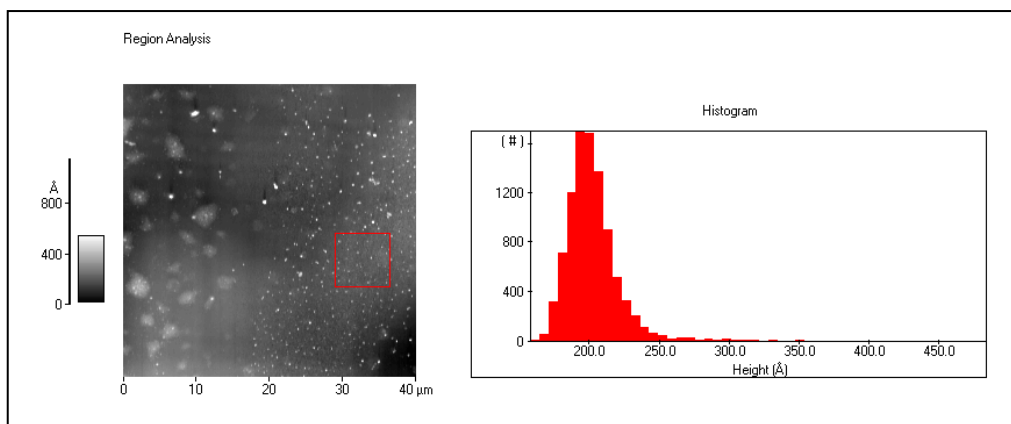
**Figura 4.10.** (a) Imagen AFM del daño en la muestra de Au de 10nm.

Se puede observar el cambio en la superficie metálica debido al daño sufrido por el haz incidente. En la parte inferior de la imagen se observa la superficie con un granulado más ancho que en la parte superior donde se hizo incidir el haz causando daño en la superficie. De las mediciones realizadas con el AFM a cada una de las diferentes zonas (figura 4.11) se observa que en la superficie sin daño, la presencia de cúmulos con alturas que van de los 13.5nm a 40nm con un promedio alrededor de los 24nm. Y en la zona con daño alturas de los cúmulos que van de 17nm a 35nm con un promedio alrededor de los 20 nm. Lo que sugiere una disminución en la película de Au debido a la ablación del material.

a)



b)



**Figura 4.11.** Imagen AFM e histogramas de las regiones en la superficie de Au de 10nm, (a) región sin dañar, (b) región dañada.

La teoría sugiere que este daño en la superficie metálica de 10nm de espesor puede deberse a que en este espesor se tiene una mayor absorción en el material. En la figura 4.12 se muestran las curvas de Reflectancia, Transmitancia y correspondiente absorción como función del espesor de la película de Au. Estos resultados calculados de manera teórica, partir de las ecuaciones de Fresnel [referencia Born & Wolf], corresponden a una longitud de onda de 800 nm, ángulo de incidencia a  $45^\circ$  y polarización P.

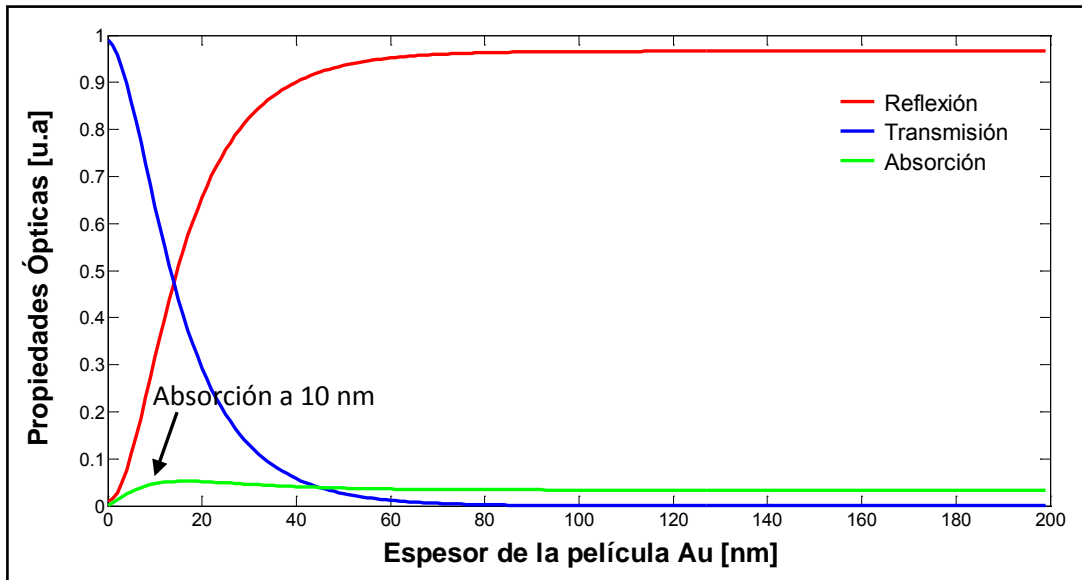


Figura 4.12 (a) Curvas de las propiedades ópticas como función del espesor de la película de Au.

## CONCLUSIONES

- Con el sistema de control realizado para la línea de retardo se estima que se puede lograr resoluciones que van de los 33.33 fs a los 0.066 fs.

Se implementó la Técnica de TTR en una superficie de GaAs en bulto y en una película de Au de 5nm utilizando un sistema láser de Ti:zaf comercial con anchos temporales de ~200 fs @ 800 nm y 76 MHz de frecuencia de repetición. Se obtuvieron los siguientes resultados:

- Variando la fluencia de bombeo de  $5 \text{ J/m}^2$  a  $20.8 \text{ J/m}^2$  en GaAs se logró observar respuestas Termo Transitorias  $\Delta R/R$  del orden de  $9.975 \times 10^{-7}$  hasta  $3.830 \times 10^{-6}$ .
- Para una fluencia de bombeo de  $26.2 \text{ J/m}^2$  en la película de Au de 5nm se observó una respuesta Termo transitoria de  $2.2167 \times 10^{-6}$ .
- La fluencia de excitación empleada para la película de Au es un orden de magnitud menor a las reportadas en otros trabajos.

- Para fluencias de excitación mayores a los  $26.2 \text{ J/m}^2$  se observó daño en la superficie metálica de 10 nm Au.
- A partir de los resultados obtenidos se aplicó un método de ajuste basado en algoritmos genéticos y se concluye que para el intervalo de fluencias de bombeo empleadas que van de los  $20.8 \text{ J/m}^2$  a los  $12.6 \text{ J/m}^2$  para el GaAs los cambios en los tiempos de relajación posteriores a la subida correspondiente a los procesos de dispersión (interacción portador-portador y portador-fonón) van de 201 fs a 240 fs y los de relajación donde ocurre principalmente la eliminación o retiro de portadores para comenzar alcanzar el equilibrio térmico entre los portadores y el lattice va de 7.31 ps a 16.27 ps. Por tanto, en términos de los tiempos de relajación, los cuales involucran procesos de interacción portador -fonón, los tiempos son mayores para fluencias más grandes.
- Se observó que los tiempos de relajación posteriores a la subida que van de 201 fs a 240 fs se encuentran cercanos al límite de resolución o ancho del pulso por lo que no es posible definir con precisión la duración del proceso ya que este podría ser más rápido por lo que se requiere una mayor resolución para su medición.
- En el caso de la muestra de Au, la temperatura transitoria, los parámetros de transferencia de calor y factor de acoplamiento relacionado con la tasa de transferencia de energía entre los electrones y fonones se confirmaron con un modelo numérico.
- Se observó que en la curva de respuesta óptica de la película de Au una relajación aproximadamente lineal empleando un factor de acoplamiento  $g_{e-ph}$  de  $2 \times 10^{16} \text{ WK}^{-1} \text{ m}^{-3}$  en el TTM. La comparación entre los resultados numéricos y experimentales sugieren que la formación de partículas en películas delgadas de Au por debajo de 10 nm, afecta a la eficiencia de transferencia de energía entre los electrones y el lattice.
- Los resultados de este trabajo han sido aceptados para su publicación en la revista internacional indizada *Óptica Pura y Aplicada*.

## REFERENCIAS

1. T. Q. Qiu and C. L. Tien, *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 35, 719, 1992.
2. Weizhong D., Quang Li, Raja Nassar and Lixin Shen, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 59 (2004), 493.
3. D. Zeidler, S. Frey, K. -L. Kompa, and M. Montzkus, *Phy. Rev. Lett.* 64, 2001.
4. J. Garduño-Mejía, M. P. Higlett and S. R. Meech, *Modelling the influence of nonthermal electron dynamics in thin and ultrathin gold films*, *Chemical Physics*, 341, pp. 276–284, 2007.
5. J. Garduño-Mejía, M. P. Higlett and S. R. Meech, (2008), *Morphology dependent ultrafast electron dynamics in ultrathin gold films*, *Surface Science*, 602, 3125–3130

# APÉNDICE A

## CONTROL DE LOS INSTRUMENTOS

Una parte fundamental del proyecto de tesis consistió en la automatización y control de los instrumentos desde la computadora. Para ello se realizó un programa en Labview que permite el movimiento de la etapa traslacional motorizada y la adquisición de datos de la señal del fotodetector y el lock-in. A continuación se describe el programa que se diseñó.

### A.I MOVIMIENTO DE LA ETAPA TRASLACIONAL MOTORIZADA

Para el movimiento y control del motor a pasos encargado de la etapa de retardo, se diseñó en el programa una etapa que genera las señales digitales para el control de las bobinas del motor (Apéndice B).

La generación de los pulsos se lleva a cabo por medio de conmutación continua, en donde los valores de las corrientes que circulan por las bobinas del motor son controlados en forma secuencial empleando el método de modulación de ancho de pulsos [Gómez Arista I., 2012].

Este método de modulación de una señal o fuente de energía también conocido como PWM (Pulse-width Modulation de sus siglas en inglés) es una técnica en la que se modifica el ciclo de trabajo de una señal periódica (senoidal o cosenoidal, por ejemplo), para controlar la cantidad de energía que se envía a una carga.

El ciclo de trabajo de una señal periódica es el ancho relativo de su parte positiva en relación con el periodo. Expresado matemáticamente como:

$$D = \frac{\tau}{T}$$

Donde  $D$  es el ciclo de trabajo,  $\tau$  es el tiempo en que la función es positiva (ancho del pulso), y  $T$  es el período de la función.

La modulación por ancho de pulsos es una técnica utilizada para regular la velocidad de giro de los motores eléctricos de inducción o asíncronos y se utiliza tanto en corriente continua como en alterna. Tiene como principal ventaja la reducción de los problemas de resonancia y mejorar la velocidad de giro. Sin embargo, presenta algunas limitaciones como problemas de linealidad y de fricción estática del sistema mecánico.

El siguiente diagrama de bloques muestra el proceso de generación de dichas señales digitales, en este caso se empleó una del tipo senoidal y otra cosenoidal.

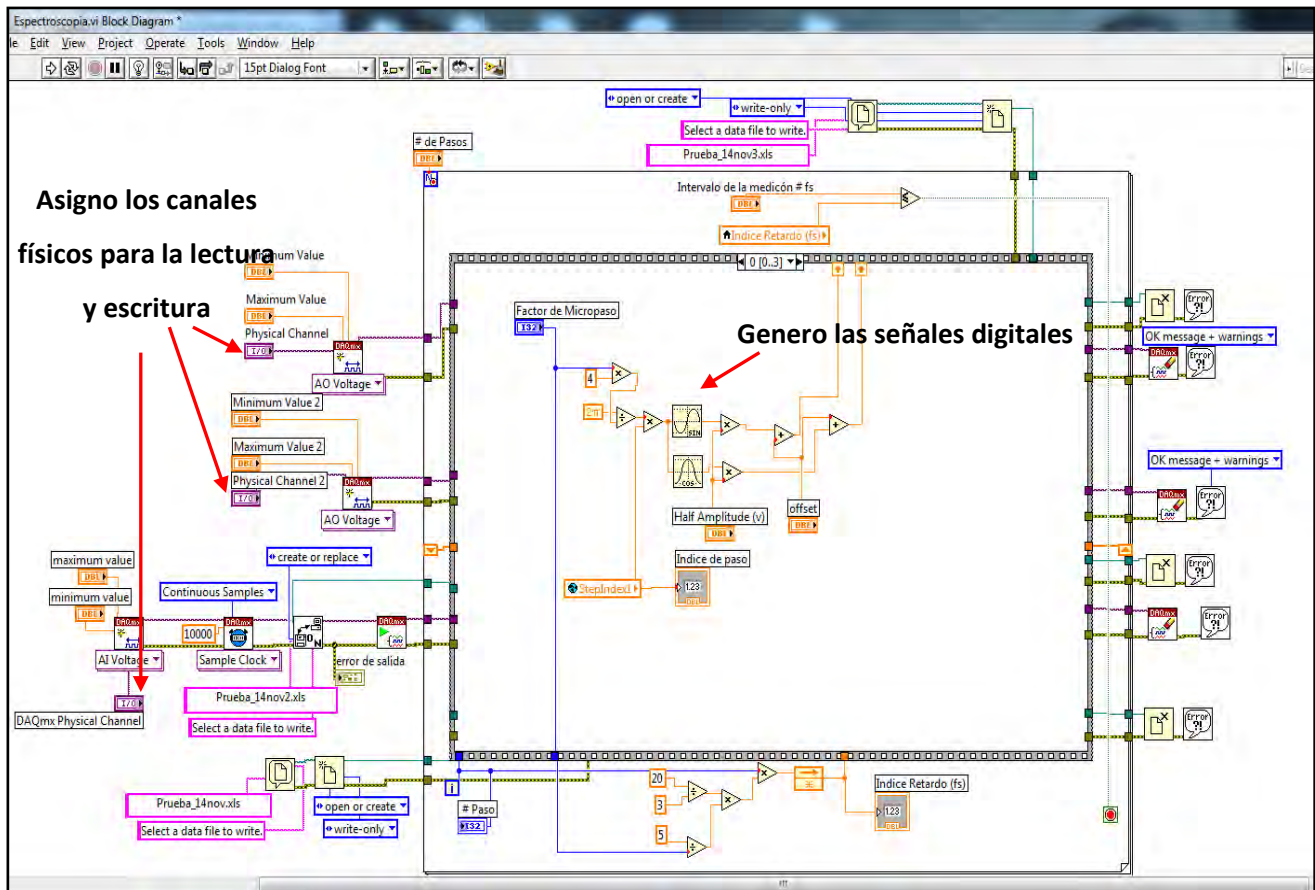


Figura A1. Diagrama de bloques para la generación de pasos para el movimiento de la etapa traslacional.

La comunicación con la PC se realiza por medio de la tarjeta de adquisición USB-6229 de National Instruments donde se configuran los puertos que serán utilizados para la adquisición de datos, posteriormente enviara la información necesaria a los motores conectados al circuito generador de potencia mencionado en el capítulo IV con esto se consigue los desplazamientos en la etapa traslacional.

## **A.II CALIBRACIÓN DEL PASO**

Debido a que el sistema de desplazamiento o platina no cuenta con un encoder no es posible conocer directamente el desplazamiento que se realiza al variar el paso en el motor y ya que uno de los principales objetivos de mover la etapa traslacional es tener control sobre la resolución del movimiento para que por medio del arreglo interferómetro-autocorrelador esta sea traducida en cambios temporales, se hace necesaria la calibración del paso. Para ello se recurre a la hoja de especificaciones del la etapa traslacional motorizada NRT150/M de Thorlabs Inc. (Apéndice D). En estas podemos encontrar que el motor puede realizar como mínimo paso un giro de  $1.8^\circ$  por lo que con 200 pasos completaremos una revolución o  $360^\circ$ . Además, es capaz de realizar 25 600 micropasos por revolución con lo que logra resoluciones de posicionamiento de menos de 100 nm .

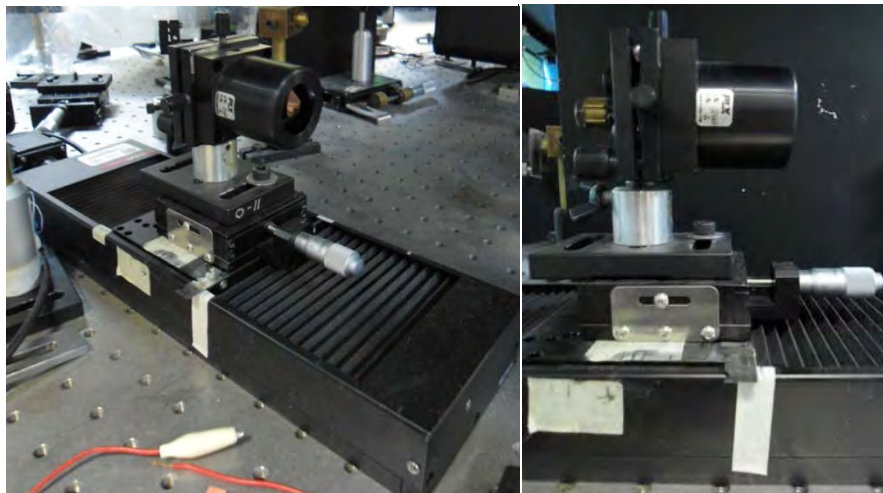
Si sabe que por cada revolución se recorre  $10\ \mu\text{m}$  y la longitud total que puede recorrer el motor es el tamaño de la etapa traslacional en este caso es de 150 mm entonces, un cálculo rápido nos dice que en total podremos realizar 15 000 revoluciones a lo largo de la platina y tomando el paso mínimo de  $1.8^\circ$  se tendrán entonces 3 000 000 de pasos por realizar. De aquí que en el programa se consideren solo 2 000 000 de pasos totales a realizar como seguridad para no pasarnos de los 150 mm de desplazamiento que se tiene, esto considerando que se inicia el movimiento desde prácticamente un extremo de la platina.

Por otra parte, el control sobre el desplazamiento de la platina se logra a través del factor de micropaso, este nos permite desplazar al motor variado el paso o ángulo al asignarle un valor mayor o igual a uno. Se desea entonces saber qué valor le corresponde a cada factor de micropaso que el



usuario pueda ingresar o viceversa, si el usuario desea alguna resolución específica en su medición pueda saber qué valor ingresar en el parámetro.

Para este fin se montó una platina de traslación lineal micrométrica sobre la etapa de traslación motorizada (figura 2). De esta forma se puede tener un control del desplazamiento en micrómetros. Se realizó primeramente la alineación del sistema de manera que fuera posible tener una referencia óptica para realizar la calibración, se busco entonces la señal del denominado “retraso cero” (Capítulo III), es decir, la posición en la que ambos haces de bombeo y prueba se traslapan en tiempo y espacio. Se empleo para ello un cristal generador de segundo armónico BBO (Beta Borato de Bario) con el que se logro observar la suma de frecuencias teniéndose así la señal de referencia.



**Figura A2.** Montaje de la platina de traslación lineal micrométrica.

Se midió entonces el valor máximo de esta señal con el fotodetector y se procedió a variar el factor de micropaso en el programa de labview .De esta forma se realizaba el desplazamiento del espejo montado en la etapa traslacional con un cierto número de pasos provocando que la señal de la suma de frecuencias se perdiera. Posteriormente con la ayuda del tornillo micrométrico de la platina que se monto sobre la etapa traslacional se procedía a buscar de manera manual nuevamente la suma de frecuencias, procurando siempre encontrar el valor máximo de la señal. Se midió entonces el desplazamiento, realizando la diferencia en las posiciones inicial y final del tornillo en milímetros. Este proceso se repitió alrededor de tres veces para nueve factores de micropaso diferentes.

Así para el factor de micropaso 300, el tornillo micrométrico se encontraba en una posición inicial de 5.95 mm cuando se tenía la suma de frecuencias en su valor máximo, si hacia desplazar el espejo montado en la etapa traslacional 25723 pasos indicados a través del programa, se necesitaba recorrer el tornillo hasta una posición de 5.49 mm (posición final) para encontrar nuevamente la señal de las suma de frecuencias en el máximo.

Realizando entonces el siguiente cálculo, se encontró:

$$\frac{\text{Posición Inicial} - \text{Posición Final} \text{ [m]}}{\text{Número de Pasos} \text{ [paso]}} = \text{Desplazamiento en m/paso}$$

Para el factor de micropaso 300 se tiene entonces:

$$\frac{5.95 \times 10^{-3} - 5.49 \times 10^{-3} \text{ [m]}}{25723 \text{ [paso]}} = 0.017 \times 10^{-6} \frac{m}{paso} = 0.017 \mu m/paso$$

En una segunda medición con el mismo factor de micropaso de 300 se midió:

$$\frac{5.49 \times 10^{-3} - 5.02 \times 10^{-3} \text{ [m]}}{30003 \text{ [paso]}} = 0.016 \times 10^{-6} \frac{m}{paso} = 0.016 \frac{\mu m}{paso}$$

En una tercera medición con el mismo factor de micropaso de 300 se midió:

$$\frac{5.02 \times 10^{-3} - 4.65 \times 10^{-3} \text{ [m]}}{20745 \text{ [paso]}} = 0.017 \times 10^{-6} \frac{m}{paso} = 0.017 \frac{\mu m}{paso}$$

Realizando el mismo procedimiento para un factor de paso de uno se encontró:

$$\frac{6.24 \times 10^{-3} - 1.15 \times 10^{-3} \text{ [m]}}{1019 \text{ [paso]}} = 4.99 \times 10^{-6} \frac{m}{paso} \sim 5 \mu m/paso$$

De esta forma se encontraron los valores para algunos factores de micropaso:

**Tabla 1.** Factores de Micropaso estimados

<b>Factor de Micropaso</b>	<b>Desplazamiento Longitudinal [<math>\mu\text{m}</math>]</b>
1	5.000
5	1.000
10	0.500
30	0.166
50	0.100
100	0.050
200	0.025
300	0.017
500	0.010

Con esto es posible obtener el desplazamiento para cualquier factor de micropaso que se desee en la medición para ello basta realizar el cociente del desplazamiento para un factor de uno y el factor que se desee calcular, es decir:

$$\frac{5 \mu\text{m}}{\text{Factor de micropaso}} = \text{Desplazamiento en } \mu\text{m}$$

Conociendo el desplazamiento para cualquier factor solo resta hacer la conversión a la escala temporal para ello basta tomar en cuenta que el desplazamiento  $\Delta d$  del espejo montado en la etapa traslacional motorizada produce un aumento en la longitud de trayectoria por lo que un pulso recorre una distancia de ida y vuelta al divisor de  $2(\Delta d + d)$ , mientras que el otro recorre una distancia de ida y vuelta de  $2d$ . La diferencia o retraso de tiempos entre los dos pulsos será por lo tanto:

$$\Delta\tau = \frac{2\Delta d}{c} = \frac{2 (\text{Desplazamiento en } \mu\text{m})}{c}$$

Donde  $c$  es la velocidad de la luz.

De esta forma podemos traducir los desplazamientos espaciales en desplazamientos temporales, con lo que se obtiene la siguiente tabla de calibraciones.

**Tabla 2.** Factores de Micropaso

Factor de Micropaso	Desplazamiento Longitudinal [ $\mu\text{m}$ ]	Desplazamiento Temporal [fs]
1*	5.000	33.333
5	1.000	6.666
10	0.500	3.333
30	0.166	1.106
50	0.100	0.666
100	0.050	0.333
200	0.025	0.166
500	0.010	0.066

Con esta calibración fue posible realizar las mediciones con las resoluciones deseadas y asignar la escala temporal a las respuestas ópticas de los materiales bajo estudio.

### A.III ADQUISICIÓN DE DATOS

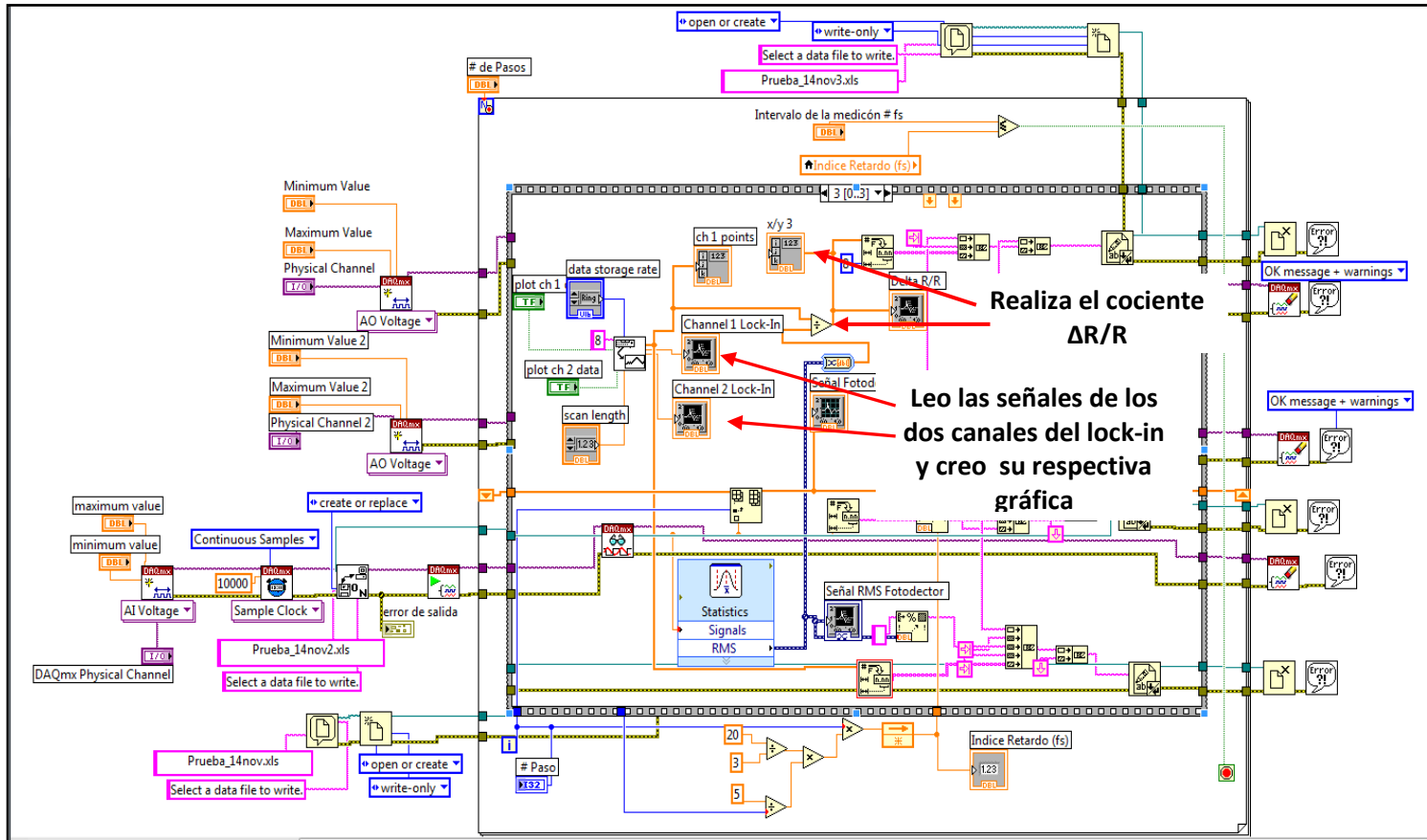
En cuanto a la medida de la señal de Reflectancia o Transmitancia, la magnitud y la fase de la señal es realizada por el amplificador de amarre de fase (Lock-In) los cuales se registran en cada paso de tiempo experimental. La importancia de la fase de la señal se ha demostrado para el uso con la técnica TTR. La magnitud  $A_m(t)$ , y la fase  $\phi_m(t)$ , de la señal medida por el lock-in se puede separar en componentes transitorios y no transitorios,

$$A_m(t)e^{i[\omega t + \phi_m(t)]} = A_t(t)e^{i(\omega t + \phi_t)} + A_n(t)e^{i(\omega t + \phi_n)} \quad (4.1)$$

La magnitud y la fase de la señal no transitoria se pueden obtener de la señal medida antes de la llegada del pulso de bombeo. La respuesta transitoria de la película (GaAs o Au) generada por el pulso de bombeo se asume que estará en fase con el haz de bombeo modulado. Por lo tanto, lo único que se desconoce es la cantidad de interés, la magnitud de la señal transitoria que se presenta debido a la

perturbación  $A_t(t)$ . Así, la señal DC del fotodetector se mide para cada posición de la platina o tiempo de retraso y se utiliza en el cálculo de  $\Delta V/V$ , que es proporcional a  $\frac{\Delta R}{R} \left( o \frac{\Delta T}{T} \right)$  [Norris, 2003].

La medida de esta señal se logra con el siguiente diagrama de bloques en el programa de labview:



**Figura A3.** Diagrama de bloques para la adquisición de la señal o lectura del lock-in y el fotodetector.

En este la adquisición de datos se logra dividiendo la señal del fotodetector en una que irá al amplificador y otra al lock-in, cuya salida es leída por uno de los canales de la tarjeta de adquisición y en el caso del lock-in a través del GPIB los cuales se encuentran conectados a la computadora.

De esta forma la señal puede ser observada en tiempo real en las gráficas del panel frontal ubicadas a la derecha para el caso de la señal leída por el amplificador y en la parte superior correspondiente a los cambios observados por los dos canales del lock-in.

## A.IV ALMACENAMIENTO DE DATOS

La adquisición de datos se lleva a cabo conforme a los desplazamientos de la etapa traslacional motorizada la cual se desplazara dependiendo del número de femtosegundos que el usuario haya ingresado para la medición. Los datos de las señales del fotodetector que son enviadas al lock-in y al amplificador son almacenados en los tres archivos que el usuario nombra y asigna una extensión (.txt, .xls, por ejemplo), de esta forma un archivo corresponde a la señal leída del fotodetector, otro al RMS de esta señal y un tercer archivo correspondiente al cociente del cambio leído por el canal uno del lock-in ( $\Delta R$ ) y la señal del amplificador (R).

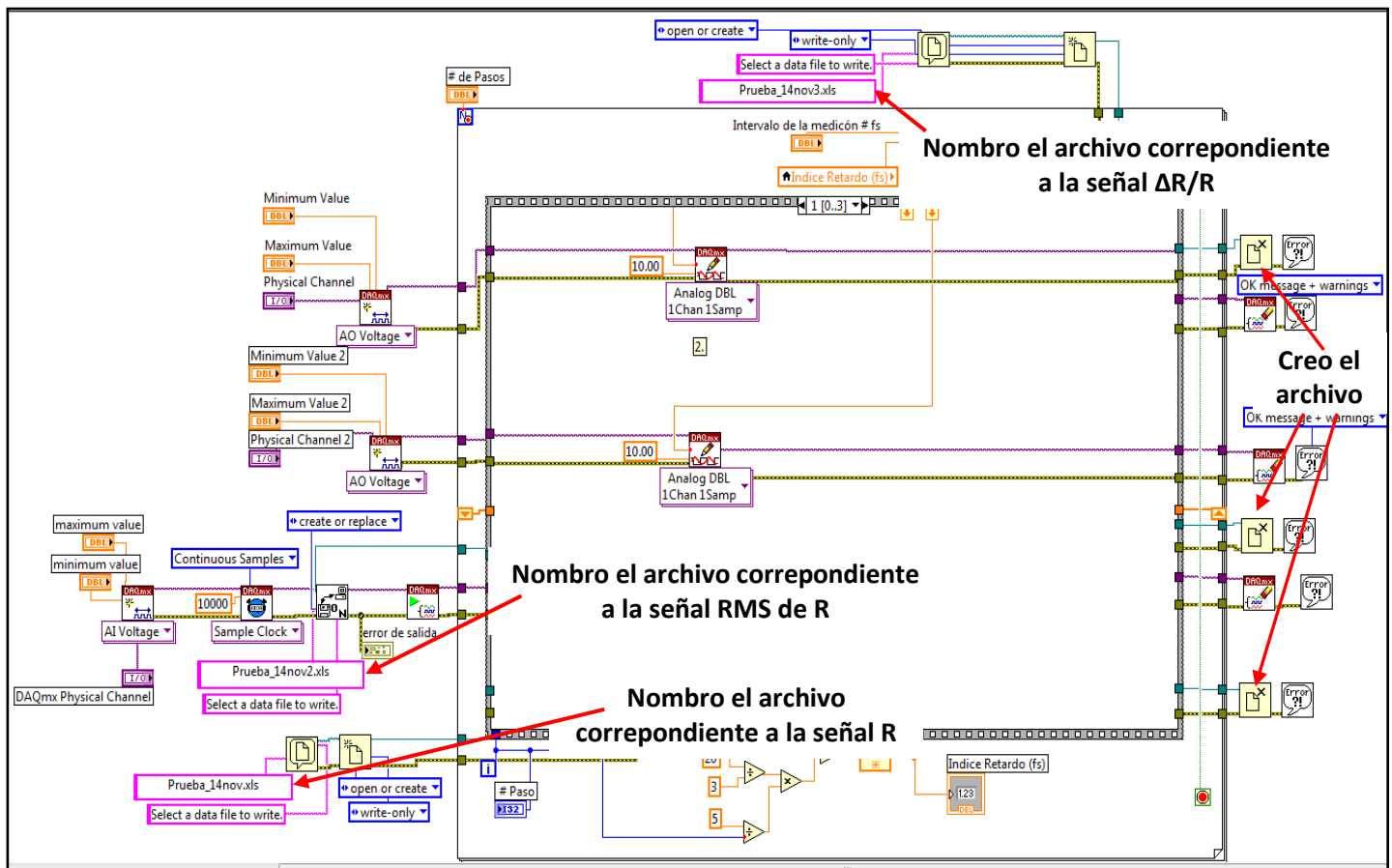


Figura A3. Diagrama de bloques para la creación de los archivos de la señal del  $\Delta R/R$  y R.

## APÉNDICE B

### MOTOR A PASOS

Un motor de pasos es un tipo de motor que convierte energía eléctrica en energía mecánica a través de los principios del electromagnetismo. Estos son ideales para la construcción de mecanismos en donde se requieren movimientos muy precisos.

La característica principal de estos motores es el hecho de poder moverlos un paso a la vez por cada pulso que se le aplique. Al aplicar un conjunto adecuado de impulsos eléctricos, el rotor gira un ángulo (llamado paso) determinado por las características constructivas del motor. De este modo el campo magnético giratorio que crea la corriente al atravesar las bobinas se ve conducido mejor a través de los dientes que del aire. Los pasos en este pueden variar desde  $90^\circ$  hasta pequeños movimientos de tan solo  $1.8^\circ$ , es decir, que se necesitarán 4 pasos en el primer caso ( $90^\circ$ ) y 200 para el segundo ( $1.8^\circ$ ), para completar un giro completo de  $360^\circ$ .

Estos motores poseen la habilidad de poder quedar enclavados en una posición o bien totalmente libres. Si una o más de sus bobinas están energizadas, el motor estará enclavado en la posición correspondiente y por el contrario quedará completamente libre si no circula corriente por ninguna de sus bobinas.

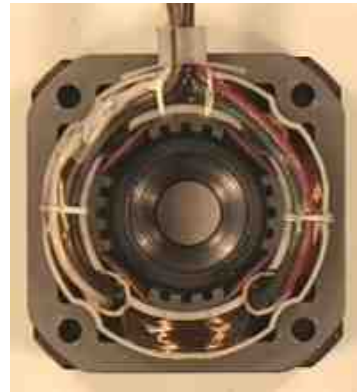
### PRINCIPIO DE FUNCIONAMIENTO

Básicamente estos motores están constituidos normalmente por un rotor sobre el que van aplicados distintos imanes permanentes y por un cierto número de bobinas excitadoras bobinadas en su estator.

Las bobinas son parte del estator y el rotor es un imán permanente. Toda la conmutación (o excitación de las bobinas) deber ser externamente manejada por un controlador.



a)



b)

**Figura B1.** a) Imagen del rotor, b) Imagen de un estator de 4 bobinas

Los motores eléctricos, en general, basan su funcionamiento en las fuerzas ejercidas por un campo electromagnético y creadas al hacer circular una corriente eléctrica a través de una o varias bobinas. Dicha bobina, denominada estator, se mantiene en una posición mecánica fija. En su interior, bajo la influencia del campo electromagnético creado por el paso de corriente, se coloca otra bobina, llamada rotor, en ocasiones recorrida por una corriente y capaz de girar sobre su eje.

La bobina del rotor tendrá su propio campo magnético, con su propia orientación. Sin embargo tenderá a orientarse para buscar la posición de equilibrio magnético dentro del campo del estator. De esta forma arrastrará al eje a una nueva posición.

Cuando el rotor alcanza la nueva posición de equilibrio, el estator cambia la orientación de sus polos, provocando así el cambio de polaridad de los dientes, con lo que el rotor tratará nuevamente de buscar la siguiente posición de equilibrio. Manteniendo dicha situación de manera continua, se conseguirá un movimiento giratorio y continuo del rotor y a la vez la transformación de una energía eléctrica en otra mecánica en forma de movimiento circular.



## TIPOS DE MOTORES PASO A PASO

Existen dos tipos de motores que se van a explicar a continuación, los de imán permanente y los de reluctancia variable.

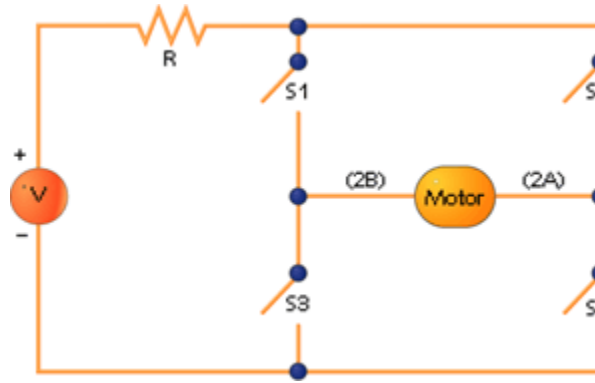
### Imán permanente

Este tipo de motor posee un imán que crea el campo magnético necesario en la rotación. Se divide en dos clases, motores de paso a paso unipolares y motores de paso a paso bipolares.

Motores paso a paso *unipolares*: son motores que tienen devanados duplicados, lo que ayudan a su control. Tienen dos bobinas en cada eje del estator unidas por extremos opuestos, lo que es llamado doble bobina. Lo cual hace que al ser alimentada cualquiera de las dos, se crea en cada una de ellas un campo magnético inverso al de la otra.

Motores paso a paso *bipolares*: son motores que no tienen el doble bobinado de los unipolares. Por tanto necesitan un circuito de control más complejo para cambiar la dirección del flujo de las bobinas en la secuencia apropiada. De esta forma, cada inversión de polaridad realiza el movimiento del eje en un paso, cuyo sentido de giro está determinado por la secuencia seguida. Este es el tipo de motor que emplea la etapa traslacional motorizada.

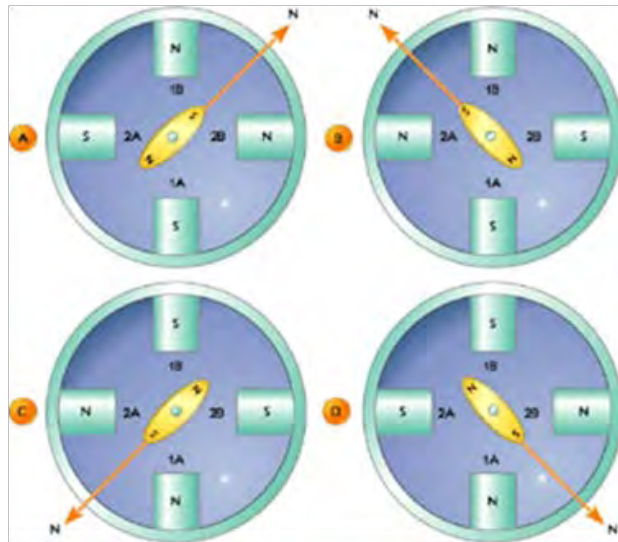
Un “driver” o control para un motor bipolar usualmente está construido con un circuito denominado puente H (H Bridge). En la Figura B2 se muestra el esquemático básico de un puente H conectado a dos terminales de un paso a paso. Una fuente de poder DC constante (cuyo valor depende de las especificaciones del motor), se conecta al puente H a través de una resistencia. El circuito se conmuta por medio de “switches” (marcados como S1, S2, S3 y S4) a los dos terminales de la bobina. El arreglo mostrado en el esquemático luce como un H mayúscula, de allí su denominación de puente H.



**Figura B2.** Un circuito “Punto H” usado para controlar cada bobina.

A continuación se muestra una tabla que contiene la secuencia adecuada para controlar los motores paso a paso bipolares.

PASO	TERMINALES			
	$1a$	$1b$	$2a$	$2b$
<b>1</b>	0	1	0	1
<b>2</b>	0	1	1	0
<b>3</b>	1	0	1	0
<b>4</b>	1	0	0	1



**Figura B3.** Secuencia de activación para motores paso a paso bipolares.

En la Figura B3 podemos ver la secuencia de excitación que se requiere aplicar a las bobinas de un motor de dos fases a fin de generar la rotación.

Los terminales del motor están marcados como 1A, 1B, 2A y 2B. Los terminales 1 corresponden a la primera bobina y los 2 a la segunda.

Para el primer paso, necesitamos aplicar un voltaje positivo a los terminales 1B - 2B y deberemos poner a tierra los terminales 1A - 2A. Para el segundo paso, aplicaremos voltaje a los terminales 1B - 2A y tierra a los terminales 1A - 2B. Continuando con los otros pasos, podemos resumir la secuencia de excitación a la mostrada en la Tabla, en donde "1" significa voltaje positivo y "0" significa aterramiento.

## REFERENCIAS

1. Gómez Arista Iván, *Fabricación de un espejo deformable utilizando una membrana de polímero*, 2012.
2. <http://www.forosdeelectronica.com/f19/introduccion-motores-paso-paso-289/>
3. <http://www.todorobot.com.ar/informacion/tutorial%20stepper/stepper-tutorial.htm>
4. <http://need4bits.wordpress.com/2012/08/15/asmp03control-de-un-motor-a-pasos-bipolar-pic18f4550-asm/>
5. [http://perso.wanadoo.es/luis\\_ju/ebasica2/mpp\\_01.html](http://perso.wanadoo.es/luis_ju/ebasica2/mpp_01.html)

# APÉNDICE C

## LOCK-IN

El amplificador de Lock-In es el modelo SR830 de Stanford Research Systems y opera junto con un chopper opto-mecánico. Este amplificador puede medir señales AC de unos pocos nanovoltios incluso en situaciones en las que el ruido es mucho mayor que la propia señal.

Los amplificadores del Lock-in utilizan una técnica conocida como detección de fase sensitiva para seleccionar la componente de la señal a una frecuencia y fase de la referencia específica. Las señales de ruido en las frecuencias con excepción de la frecuencia de la referencia se rechazan y no afectan a la medida.

Para entender el funcionamiento de éste consideremos un ejemplo. Supongamos que se desea medir una señal sinusoidal de 10 nV cuya frecuencia es de 10 kHz. Por lo que se requiere una amplificación, sea éste un amplificador de bajo ruido con  $5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  de ruido de entrada, un ancho de banda de 100 kHz y una ganancia típica de 1000. La relación señal a ruido (SNR) resultara entonces:

$$SNR = \frac{10 \text{ nV} \times 1000}{\frac{5 \text{ nV}}{\sqrt{\text{Hz}}} \times \sqrt{100 \text{ kHz}} \times 1000} = \frac{10 \text{ } \mu\text{V}}{1.6 \text{ mV}} \quad (C.1)$$

Con lo que está claro que no tendríamos mucho éxito en medir la señal de salida a menos que seleccionemos la frecuencia de interés.

Si seguimos el amplificador con un filtro pasa banda con  $Q=100$  y centrado a 10 kHz. Entonces el ancho de banda de ruido pasa a ser de 100 Hz (10 kHz/Q) y la nueva SNR se calcularía como

$$SNR = \frac{10 \text{ nV} \times 1000}{\frac{5 \text{ nV}}{\sqrt{\text{Hz}}} \times \sqrt{100 \text{ Hz}} \times 1000} = \frac{10 \text{ } \mu\text{V}}{50 \text{ } \mu\text{V}} \quad (C.2)$$

El ruido sigue siendo mucho mayor que la señal que queremos detectar. Supongamos ahora que en lugar del filtro utilizamos un detector sensible a la fase (PSD), capaz de detectar la señal de 10 kHz en un ancho de banda de 0.01 Hz. La relación señal a ruido resultante es

$$SNR = \frac{10 \text{ nV} \times 1000}{\frac{5 \text{ nV}}{\sqrt{\text{Hz}}} \times \sqrt{0.01 \text{ Hz}} \times 1000} = \frac{10 \text{ } \mu\text{V}}{0.5 \text{ } \mu\text{V}} = 20 \quad (C.3)$$

De esta forma sí es posible realizar la medida, incluso con una buena SNR. El amplificador de lock-in SR830 funciona igualmente con un amplificador y un detector sensible a la fase (PSD). Las medidas del Lock-in requieren así una frecuencia de referencia. Típicamente un experimento es excitado en a una frecuencia fija (de un oscilador o de un generador de función) y el Lock-in detecta la respuesta del experimento en la frecuencia de referencia. En el diagrama abajo, la señal de referencia es una onda cuadrada a frecuencia  $\omega_r$ . Si la función seno a la salida del generador de función se utiliza para excitar el experimento, la respuesta podrá ser la señal de forma de onda mostrada abajo. La señal es  $V_s \sin(\omega_r t + \theta_s)$  donde  $V_s$  es la amplitud de la señal.

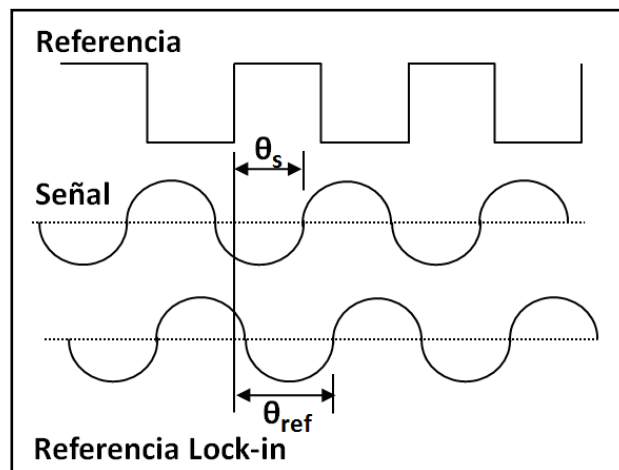


Figura. C.1. Señal de un Lock-In

El SR830 genera su propia onda de seno, mostrada como la referencia del lock-in abajo. La referencia del lock-in es  $V_L \sin(\omega_L t + \theta_L)$ .

El SR830 amplifica la señal y después la multiplica por la referencia del lock-in usando un detector o un multiplicador sensible a la fase. La salida del PSD es simplemente el producto de dos ondas senoidales.

$$V_{PSD} = V_s \sin(\omega_r t + \theta_s) \times V_L \sin(\omega_L t + \theta_L) \quad (C. 4)$$

donde  $V_s(t)$  es la señal que deseamos medir y  $V_L(t)$  es la señal de lock-in. Desarrollando la ecuación (4) se llega a

$$V_{PSD} = \frac{1}{2} V_s V_L \cos[(\omega_r - \omega_L)t + \theta_s - \theta_L] - \frac{1}{2} V_s V_L \cos[(\omega_r + \omega_L)t + \theta_s + \theta_L] \quad (C. 5)$$

de donde vemos que la tensión  $V_{PSD}(t)$  está formada por dos señales AC, una a la frecuencia  $(\omega_r - \omega_L)$  y la otra a  $(\omega_r + \omega_L)$ .

Si hacemos que  $\omega_L$  sea igual a  $\omega_s$  entonces tendremos una de las señales a  $2\omega_s$ , mientras que la otra será una señal de continua. Con un filtro paso bajo apropiado la tensión a la salida del PSD será

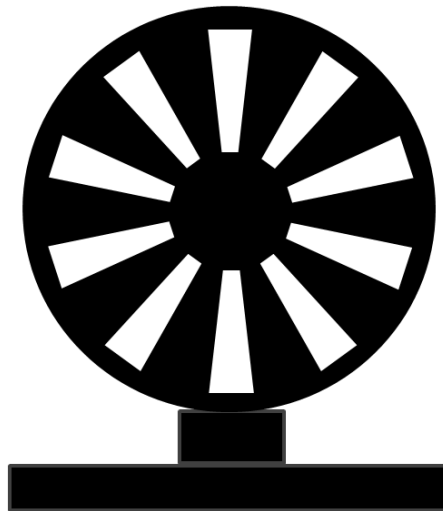
$$V_{PSD} = \frac{1}{2} V_s V_L \cos(\theta_s - \theta_L) \quad (C. 6)$$

obteniéndose una señal proporcional a  $V_s \cos(\theta_s - \theta_L)$ . Para eliminar la dependencia con la fase tan sólo es necesario añadir un segundo PSD con la señal de lock-in desfasada  $90^\circ$ , en cuyo caso obtendremos una señal proporcional a  $V_s \sin(\theta_s - \theta_L)$ . La tensión medida calculada como

$$V_M \propto \sqrt{V_{PSD1}^2 + V_{PSD2}^2} \propto V_s \quad (C. 7)$$

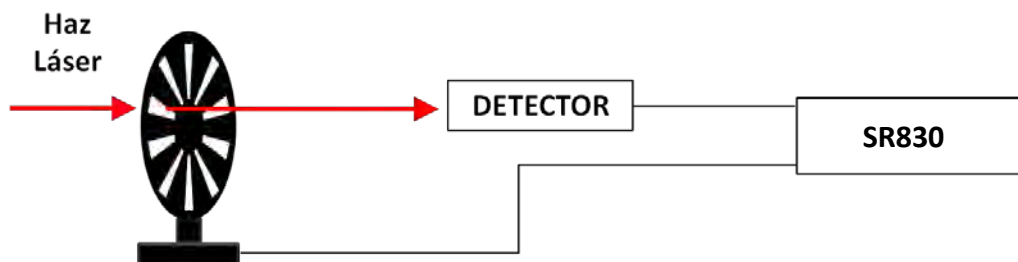
será directamente proporcional a  $V_s$ , independientemente de las fases  $\theta_s$  y  $\theta_L$ .

En nuestro caso el SR830 construye la señal de lock-in a partir de la señal de referencia del chopper.



**Figura C.2.** Vista frontal del Chopper opto-mecánico.

La figura C.3 muestra los distintos elementos que forman el sistema de detección. El chopper se coloca cortando el haz, de modo que la luz únicamente pasa cuando encuentra una ranura.



**Figura C.3.** Diagrama de bloques del sistema de detección cuando se utiliza el amplificador de lock-in SR830.

El detector verá una señal con una frecuencia que depende de la velocidad a la que gira el chopper y del número de ranuras de éste. Así mismo el chopper envía una señal de

referencia al amplificador de lock-in, exactamente a la misma frecuencia de 2000 Hz, a partir de la cual se genera la señal de lock-in. Finalmente la medida se obtiene tal y como hemos visto anteriormente.

## **REFERENCIAS**

1. <http://www.thinksrs.com/downloads/PDFs/Manuals/SR830m.pdf>, 3-1,2.
2. D.T. Reid, W. Sibbett, J.M. Dudley, L.P. Barry, B. Thomsen, J. D. Harvey, *Appl. Opt.* 37 (1998) 8142.
3. J. C. Diels, W. Rudolph , *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Primera Edición. Academic Press (1995).



# APÉNDICE D

## HOJA DE ESPECIFICACIONES DE LA ETAPA TRASLACIONAL NRT150 de Thorlabs Inc.

### Chapter 2

### Overview

#### 2.1 Introduction

Our NRT series stages are a low cost derivative of the popular NST series long travel stages. This performance positioning stage is ideally suited for measurement and inspection applications that do not require very high precision or high load capacity. The main platform is supported by 4 recirculating ball carrier bearings mounted to precisely aligned linear guide rails. A backlash free precision lead screw produces smooth translation, directly driven with a hybrid 2-phase stepper motor capable of 25,600 micro steps per revolution, and positioning resolutions of less than 100nm. The highly repeatable, Hall effect (magnetic) home detection limit switch also provides overdriving protection in both forward and reverse directions.

Thorlabs nanopositioning team has a 20 year history of providing motion control products for the photonic industry. The high quality stepper motor offers excellent dynamic and static torque performance and the design provides the detailed features required of any true nanopositioning product.

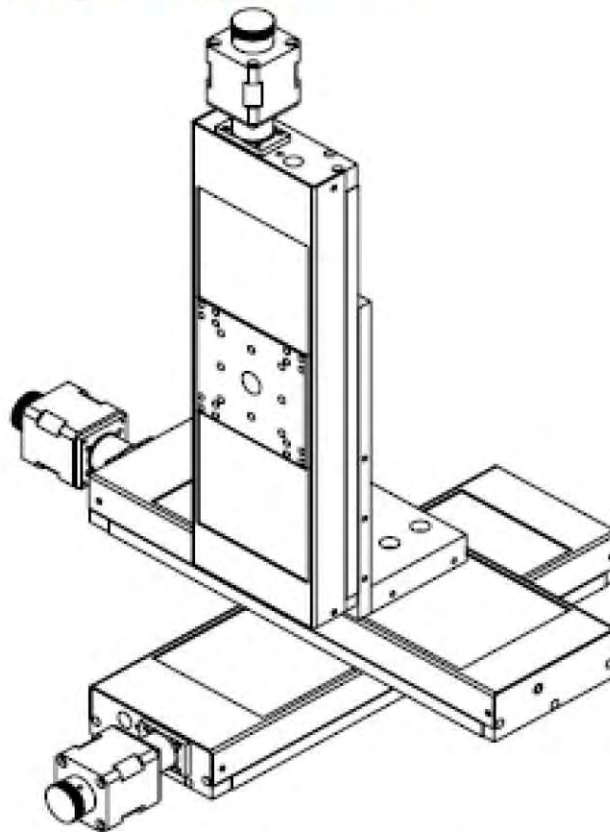


Fig. 2.1 Typical XYZ Configuration

## 4.2 Motor Specification

Step Angle:	1.8° (50 poles and $\pm 2$ phases for 360° divided by 200, or 1.8°)
Step Accuracy:	5%
Rated Phase Current:	1A
Phase Resistance:	4.6 $\Omega$
Phase Inductance:	10.6mH
Holding Torque:	23.1N.cm
Detent Torque:	1.7N.cm
Phase Inductance:	10.6mH
Operating Temperature:	-20°C to +40°C (Motor Specification Only)



Fig. 4.8 Motor pin out details

## 4.3 Parts List

Part Number	Description
PAA612	Connection Cable 1 m (3.3')
PAA613	Connection Cable 3 m (9.8')
NRT100 and NRT100/M	NanoStep NRT stage with 100mm travel
NRT150 and NRT150/M	NanoStep NRT stage with 150mm travel
NRT150P1	'Z' bracket for fixing stages in X-Z, Y-Z and X-Y-Z configurations
ha0136T	Handbook



# Transient-Thermo-Reflectance for the study of surface carrier dynamics



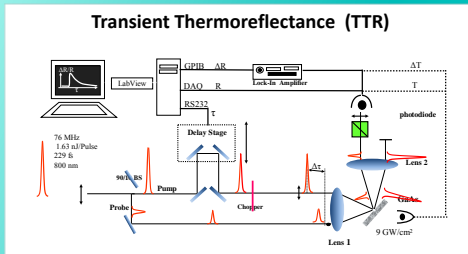
Briseida G. Pérez-Hernández, J. Garduño-Mejía, C. J. Román Moreno and R. Ortega Martínez

Laboratorio de Óptica No Lineal, Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, Universidad Nacional Autónoma de México, Coyoacán, D.F. 04510, México, Jesus.Garduno@ccadet.unam.mx

## Introduction

A femtosecond pulse can generate electrons away from nonequilibrium heating. By the optical responses of the surface of a semiconductor or metal, we can observe its relation in the real time.

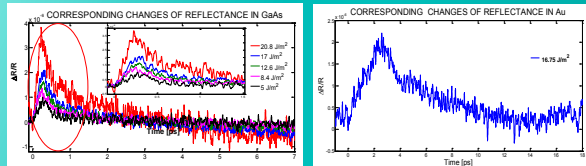
The transient thermotransmittance (TTR) and transient thermoreflectance techniques (TTT) analyze the electrons dynamics once they have been disturbed. In this technique one laser pulse is divided in two: pump (intense) and probe (weak). The pump pulse is used to disturb the surface of the material, and besides, by controlling the length of the optical path of the probe pulse, it is produced a variable time delay between the two pulses. The probe pulse then, scans and takes a photograph of the reflectance or transmittance at different time delays, with the transient resolution on the order of the probe pulse (femtoseconds). [1]



Changes in reflectance and transmittance can be used to determine properties of the material. In the case of semiconductors, the change in reflectance and transmittance is related to changes in the local electronic states and temperature. [2]

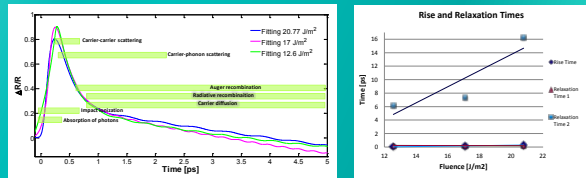
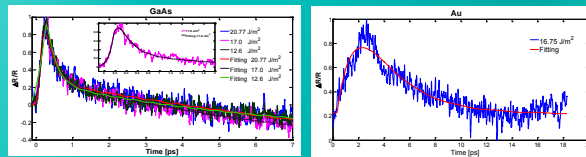
## Results

### Optical Properties Evolution



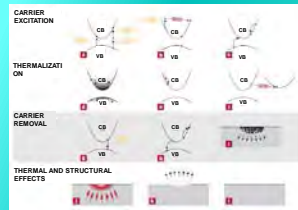
From the results obtained we apply a fitting method based on genetical algorithms, which provides a fitting controlled by:

$$R = [A (1 - e^{-t/\tau_{rise}}) (1 - e^{-t/\tau_{relax1}})] + [B (1 - e^{-t/\tau_{relax1}}) (1 - e^{-t/\tau_{relax2}})] + [C (1 - e^{-t/\tau_{relax2}})]$$



## Electron and lattice excitation and relaxation processes in a Semiconductor

On excitation with an ultrashort pulse, a semiconductor undergoes several stages of relaxation before returning to equilibrium. The interaction includes several regimes of carrier excitation and relaxation. We can distinguish the following four regimes: (1) carrier excitation, (2) thermalization, (3) carrier removal and (4) thermal and structural effects.



CB is the conduction band and VB the valence band. a, Multiphoton absorption. b, Free-carrier absorption. c, Impact ionization. d, Carrier distribution before scattering. e, Carrier-carrier scattering. f, Carrier-phonon scattering. g, Radiative recombination. h, Auger recombination. i, Diffusion of excited carriers. j, Thermal diffusion. k, Ablation. l, Resolidification or condensation. [3][4]

## The Two-Temperature Model (TTM)

Diffusive electron motion and cooling by electron-phonon coupling can be well described by the two-temperature model (TTM) and solved numerically to predict the time and spatial dependence (t and z) of electron ( $T_e$ ) and lattice temperature ( $T_l$ ). [6, 7]

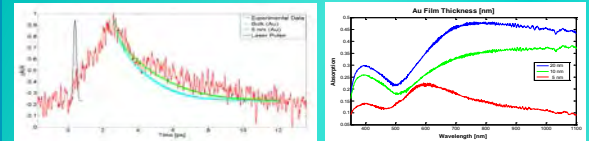
$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K_e(T_e, T_l) \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) - g_{e-ph} [T_e - T_l] + S(z, t) \quad (1)$$

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = g_{e-ph} [T_e - T_l] \quad (2)$$

Source Term:

$$S(z, t) = 0.94 J \frac{1-R}{r_p \delta} \exp \left[ -\frac{z}{\delta} - 2.77 \left( \frac{t}{\tau_p} \right)^2 \right]$$

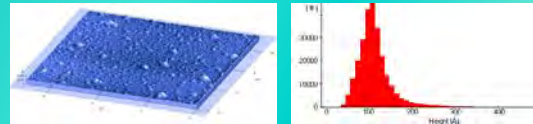
$g_{e-ph}$	Electron-phonon coupling factor	$2.87 \times 10^{19}$ (W/Km <sup>3</sup> )
$C_e, A, T_e$	Electron heat capacity	$N_e = 67.26$ (J/m <sup>3</sup> K)
$C_l$	Lattice heat capacity	$2.5 \times 10^{19}$ (J/m <sup>3</sup> K)
$K_e$	Electron thermal conductivity	318 (W/mK)
$J$	Laser fluence	36 mJ/cm <sup>2</sup>
$r_p$	Pulse width	200 fs
$\delta$	Optical penetration depth	70 nm



Normalized experimental Transient-Thermo-Reflectance ( $\Delta R/R$ ) on 5 nm of Au (solid red), femtosecond laser pulse (solid black) and the Two-Temperature-Model (TTM) fitting for two different electron-phonon coupling parameter  $g_{e-ph}$  (symbols green and cyan). This result confirms that the formation of particle-like in thin metal films affects the effectiveness of energy transfer between electron and lattice.

The absorption peak shift is demonstrated in figure where the absorption spectra for 3 different film thicknesses are presented: 5 (TTR experimental sample), 10 and 20 nm.

The presence of some structure was also confirmed with Atomic Force Microscopy measurements shown in the following figure.



## References

- [1] J. Garduño-Mejía, M.P. Hignett and S.R. Meech, *Chemical Physics*, 341, 276-284, 2007.
- [2] Morris, P.; Caffrey, A.; Stevens, R.; Klopff, J.; McLeskey, J.; Smith, A.; *Rev. of scientific instruments* 74, 400-406, 2002.
- [3] S. K. Sundaram, E. Mazur, *Nature Publishing Group*, 217-224, 2002.
- [4] L. Huang, Harvard University, Chapter 1, 1-40, 1997.
- [5] B. G. Pérez Hernández, Tesis de Licenciatura en Física, Facultad de Ciencias, UNAM, 2009.
- [6] J. Garduño-Mejía, M. P. Hignett and S. R. Meech, (2008), "Morphology dependent ultrafast electron dynamics in ultrathin gold films", *Surface Science*, 602, 3125-3130
- [7] S.I. Anisimov, B.L. Kapelovich, T.L. Perelman, *Soviet Physics - JETP* 39 (1974) 375.

