

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA A.C.



TESIS DE MAESTRÍA

Emisores y detectores de radiación en terahertz acoplados por fibra óptica

Tesis presentada por:

Jorge Alberto Caballero Mendoza

Como requisito para obtener el grado de:

Maestría en Optomecatrónica

Asesor de Tesis:

Enrique Castro Camus

Diciembre 2010

Agradecimientos

A mis padres Emma y Jorge

A mi hermano Alejandro

Por darme su apoyo durante estos más de dos años que estuve fuera de casa

A mi asesor Enrique

Por enseñarme todo lo necesario para realizar mi trabajo, por darme su apoyo, por ayudarme a sacar mi trabajo adelante y por tenerme la suficiente paciencia

A todos mis compañeros de generación

Por los bonitos momentos que pasamos juntos, las fiestas a las que asistimos, las risas, las bromas, los días que no regresamos a casa a dormir por estar trabajando y en general por su amistad

Índice general

1. Introducción	1
1.1. La banda de terahertz	4
1.2. Objetivos de este trabajo	6
2. Espectroscopía en el dominio del tiempo en terahertz	9
2.1. Arreglo experimental de la técnica	10
2.2. Generación de radiación en terahertz	12
2.2.1. Emisores fotoconductivos	12
2.3. Detección de radiación en terahertz	13
3. Diseño de empaques para antenas fotoconductivas	17
3.1. Ensamble de las piezas que componen el empaque	19
3.2. Descripción del arreglo acoplado por fibra óptica	25
4. Dispersión de pulsos ultracortos en fibras ópticas	29
4.1. Fibras ópticas	30

4.2. Pulsos ultracortos	31
4.3. Dispersión en fibras ópticas	34
4.3.1. Dispersión intramodal	34
4.3.2. Dispersión intermodal o modal	35
4.4. Dispersión cromática	35
4.5. Dispersión de la velocidad de grupo	37
4.5.1. Pulsos Gaussianos	39
4.6. Simulación de la dispersión de pulsos ultracortos al propagarse por una fibra óptica	40
5. Conclusiones	45
A. Diseño de los empaques	47
B. Código para calcular dispersión en fibras ópticas	53

Capítulo 1

Introducción

El electromagnetismo es la rama de la física que estudia y agrupa los fenómenos eléctricos y magnéticos. La teoría electromagnética tuvo aportaciones de muchos investigadores importantes como Tesla, Faraday, Ampere, Gauss, entre otros, pero fue el físico escocés James Clerk Maxwell quien integró estas aportaciones en una sola teoría. La formulación de la teoría electromagnética consta de cuatro ecuaciones conocidas como las ecuaciones de Maxwell, las cuales relacionan los campos eléctrico y magnético.

Las cuatro ecuaciones de Maxwell se muestran a continuación en su forma diferencial:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.4)$$

donde $\vec{\mathbf{E}}$ y $\vec{\mathbf{H}}$ son las intensidades del campo eléctrico y el campo magnético respectivamente. $\vec{\mathbf{D}}$ y $\vec{\mathbf{B}}$ son la densidad de flujo eléctrico (o desplazamiento eléctrico) y densidad de flujo magnético (inducción magnética) respectivamente. Y por último ρ y $\vec{\mathbf{J}}$ son la densidad de carga y la densidad de corriente eléctrica (flujo de carga), las cuales actúan como fuente para el campo electromagnético. La primera de estas ecuaciones es la ley de inducción de Faraday, la segunda es la ley de Ampere, a la que Maxwell agregó el término de desplazamiento de corriente el cual predice la existencia de propagación de ondas electromagnéticas, y por último la tercera y cuarta ecuaciones son las leyes de Gauss para campos eléctricos y magnéticos (ausencia de monopolos magnéticos) [1]. Estas variables, están dadas en las siguientes unidades:

$\vec{\mathbf{E}}$	Campo eléctrico	Voltios/m
$\vec{\mathbf{H}}$	Campo magnético	Amperios/m
$\vec{\mathbf{D}}$	desplazamiento eléctrico	Culombios/m ²
$\vec{\mathbf{B}}$	Flujo del campo magnético	Tesla
$\vec{\mathbf{J}}$	Densidad de corriente	Amperios/m ²
ρ	Densidad de carga	Culombios/m ³

Cuadro 1.1: Unidades de las variables que componen a las ecuaciones de Maxwell.

Las soluciones de las ecuaciones de Maxwell son ondas que se propagan a la velocidad de la luz. Posterior a los trabajos de Maxwell se determinó que la luz visible en sí misma es una onda electromagnética en un intervalo de frecuencias entre 400 y 750 THz. Para distintas longitudes de onda, la radiación electromagnética recibe nombres distintos: rayos gamma (10^{-11}m), rayos X ($0,1 \cdot 10^{-10}\text{m}$ a 10^{-8}m), UV ($1,5 \cdot 10^{-8}\text{m}$ a $4 \cdot 10^{-7}\text{m}$), luz visible ($3,8 \cdot 10^{-7}\text{m}$ a

$7,5^{-7}\text{m}$), IR ($7,6^{-7}\text{m}$ a 300^{-4}m), microondas (1^{-3}m a 1m), etc., y el conjunto de la radiación electromagnética forma el espectro electromagnético.

La radiación electromagnética se puede clasificar según los métodos que se utilizan para generarla [2]. Por el lado de las bajas frecuencias ($< 300\text{GHz}$) los emisores de radiación son dispositivos electrónicos que irradian básicamente “agitando” cargas eléctricas usando transistores o tubos de vacío; mientras que del lado de las altas frecuencias ($> 30\text{THz}$) los emisores de radiación son sistemas cuánticos como átomos o moléculas, en los cuales la radiación es emitida cuando uno de estos sistemas se relaja de un estado cuántico a otro y la energía que resulta de esa relajación está dada por la diferencia de energías entre los dos estados cuánticos. Teniendo por el lado de las bajas frecuencias a la electrónica y por el de las altas frecuencias a los sistemas cuánticos para generar radiación electromagnética, no hay una línea clara para distinguir donde termina la electrónica y donde empieza la óptica. La necesidad de tener fuentes brillantes de luz en la banda que se encuentra entre el régimen electrónico y el óptico, ha llevado a un gran número de personas durante un periodo de más de 20 años a realizar una gran cantidad de experimentos para desarrollarlas [3].

La utilización de la electrónica para operar en el rango de terahertz está limitada por la lenta respuesta de los semiconductores. Las mismas limitaciones que se tienen para la emisión de radiación en terahertz se mantienen para su detección, ya que los fotones de la luz en terahertz tienen una cantidad de energía tan pequeña (algunos meV) que la energía térmica a temperatura ambiente la supera $h\nu < kT$, por lo que el ruido térmico es mayor que la amplitud de la señal en detectores convencionales.

1.1. La banda de terahertz

La definición de la banda de terahertz es un tema algo controversial, ya que muchos autores manejan distintas definiciones para este rango de frecuencias. Para efectos de esta tesis el rango de THz esta constituido por las ondas electromagnéticas cuya frecuencia cae en el rango entre 300GHz y 10THz (10 cm^{-1} a 300 cm^{-1} , $1000\text{ }\mu\text{m}$ a $30\text{ }\mu\text{m}$, o 1 meV a 41 meV). La figura 1.1 muestra el espectro electromagnético remarcando la banda de terahertz. Como se puede apreciar en la figura, la banda de terahertz se encuentra entre las microondas y el infrarrojo. Este rango espectral se ha mantenido relativamente inexplorado debido a la falta de fuentes de radiación y de detectores apropiados [4]. Algunas de las características de este tipo de radiación son: al contrario de los rayos X, la radiación en terahertz no es ionizante [5, 6], es decir, no contiene la suficiente energía para ionizar átomos o moléculas, por lo tanto, los seres vivos pueden interactuar con este tipo de radiación sin sufrir daño alguno; su longitud de onda es más corta que las microondas y más largas que el infrarrojo, haciéndolas útiles para observar vibraciones moleculares y la dinámica estructural de las proteínas para comprender sus funciones biológicas [7] y junto con las microondas, la radiación en terahertz comparte la capacidad de propagarse a través de una gran variedad de materiales no conductivos como: ropa, papel, madera, plástico, cerámicos, neblina y nubes, pero no se propaga a través del metal o del agua [8].

La técnica llamada espectroscopia en el dominio del tiempo en terahertz o THz-TDS (por sus siglas en inglés), nos provee de una herramienta muy sensible y confiable en la banda de terahertz [4], para realizar mediciones. Esta técnica se ha desarrollado a un ritmo im-

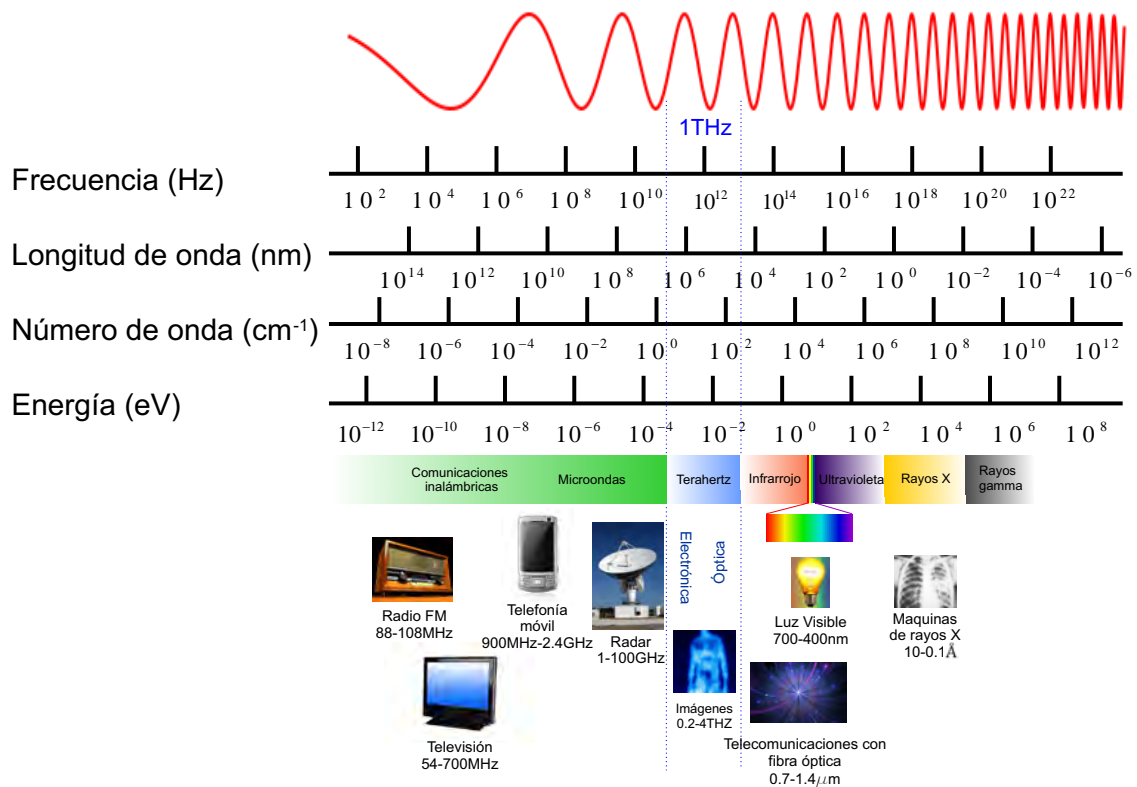


Figura 1.1: Espectro electromagnético. En él se muestran las bandas del espectro que van desde las radiofrecuencias hasta los rayos gamma. Se incluyen las frecuencias a las que oscilan, su longitud de onda, número de onda y su energía. Se ilustran ejemplos de las aplicaciones que se le dan a los diferentes tipos de radiación.

presionante en los últimos años como resultado de los avances en la tecnología de láseres de pulsos ultracortos y semiconductores. La disponibilidad de fuentes confiables en la banda de THz, tiene un gran impacto en ciencia, industria y medicina [5]. El interés sobre la radiación en terahertz es impulsada por la amplia gama de aplicaciones tecnológicas como: comunicaciones inalámbricas, espectroscopia en THz, imágenes [9, 10], detección y censado de agentes biológicos y químicos [11], control de calidad en la industria manufacturera [12], caracterización de materiales en la industria de los semiconductores [13, 14], aplicaciones de seguridad [15, 16] y agentes químicos [17].

1.2. Objetivos de este trabajo

Con la espectroscopía en THz se han llevado a cabo muchos experimentos importantes obteniendo resultados muy favorables, ya que debido a las características de la radiación en THz, la hacen una herramienta importante y poderosa en muchas aplicaciones actuales, tales como seguridad, control de calidad en la industria, imágenes médicas, etc., pero debido a las condiciones necesarias para el funcionamiento de nuestro sistema láser (las que solo tenemos en un laboratorio óptico) hacen que nuestro sistema de THz este limitado al uso dentro de un laboratorio y nos es imposible llevar más allá nuestros experimentos.

Acoplado por medio de fibra óptica los pulsos del láser que exitan tanto al emisor como al detectores de radiación en terahertz necesarios para crear un sistema de espectroscopia en el dominio del tiempo en terahertz, como el que se describirá en el segundo capítulo de esta tesis, pretendemos ofrecer una solución a esta limitante y así poder realizar mediciones en ambientes no controlados de diversos sistemas, tales como la temperatura de plasmas dentro de un Tokamak, medición de la densidad de agua en plantas, detección de cáncer de piel, etc., llevando más allá las capacidades de esta poderosa herramienta espectroscópica.

Daremos una breve introducción a lo que es la espectroscopia en el dominio del tiempo en terahertz, para comprender los mecanismos que se han desarrollado para producir y detectar radiación en esta banda de frecuencias. Se mostraran los empaques que se diseñaron para llevar a cabo este acoplamiento por medio de fibra óptica, los cuales se presentan en el capítulo 3. También simularemos el comportamiento de pulsos ultracortos al propagarse a través de una fibra óptica, esto con el objetivo de evaluar la deformación que sufre un pulso debido a la

dispersión que presenta la fibra óptica (dispersión cromática). El conocer este alargamiento de los pulsos es de vital importancia ya que al alargarse nuestro pulso se pueden obtener resultados erróneos.

Capítulo 2

Espectroscopía en el dominio del tiempo en terahertz

Existen un gran número de técnicas de espectroscopia, las cuales solo registran la *irradiancia* o intensidad de la radiación como función del tiempo que es reflejada o transmitida a través de una muestra en función de la frecuencia o la longitud de onda. En cambio, la técnica de espectroscopia en el dominio del tiempo se basa en el registro del campo eléctrico de la radiación transmitida o reflejada a través de una muestra. Para realizar mediciones con esta técnica espectroscópica, primero se registra el campo eléctrico del pulso de terahertz de referencia, $E_r(t)$, es decir, en ausencia de una muestra. Después se coloca la muestra a estudiar y se mide de nuevo el campo eléctrico del pulso de terahertz $E_m(t)$ después de propagarse a través de dicha muestra, para ver el cambio que sufren los campos eléctricos al propagarse por la muestra debido al retardo del campo eléctrico del pulso producido por el índice de

refracción de la muestra. Aplicando transformada de Fourier a esta medición temporal, obtenemos información tanto de la amplitud espectral como de la fase en función de la frecuencia del campo eléctrico de ambos pulsos, y podemos obtener su espectro de frecuencias complejo [18].

La espectroscopia en el dominio del tiempo es una técnica que sirve para medir propiedades de materiales tales como la dinámica de portadores en materiales semiconductores, mediante la utilización de pulsos cortos de radiación en terahertz. Normalmente, los pulsos de terahertz son generados usando pulsos láser ultracortos (de unos cuantos femtosegundos) [19] combinados con procesos no lineales, su duración es de unos cuantos picosegundos, y contienen componentes de frecuencia que cubren la banda de terahertz.

2.1. Arreglo experimental de la técnica

Los sistemas láser utilizados para generar pulsos ultracortos, producen pulsos con duraciones entre 10 fs y 100 fs aproximadamente, los cuales son divididos por un divisor de haz en dos partes a una tasa de 70:30, donde 70% del pulso se utiliza para la generación de radiación en terahertz ya sea por emisión fotoconductiva o rectificación óptica. Una vez que se produce la radiación en terahertz, esta es colectada y colimada por medio de un espejo parabólico para después ser enfocada en la muestra por medio de otro espejo parabólico. La radiación en terahertz que se transmite a través de la muestra, es enfocada en el detector por un par de espejos parabólicos. El 30% restante del pulso original se utiliza para detectar la radiación proveniente de la muestra mediante detección fotoconductiva [20, 21] o muestreo

electroóptico. Se varia la longitud del camino del pulso de excitación en el detector utilizando una plataforma de retardo para variar el tiempo relativo de llegada del pulso de THz y el pulso de excitación del detector [2], lo que nos permite escanear el pulso de THz y construir su campo eléctrico en función del tiempo. El arreglo experimental se ilustra en la figura 2.1.

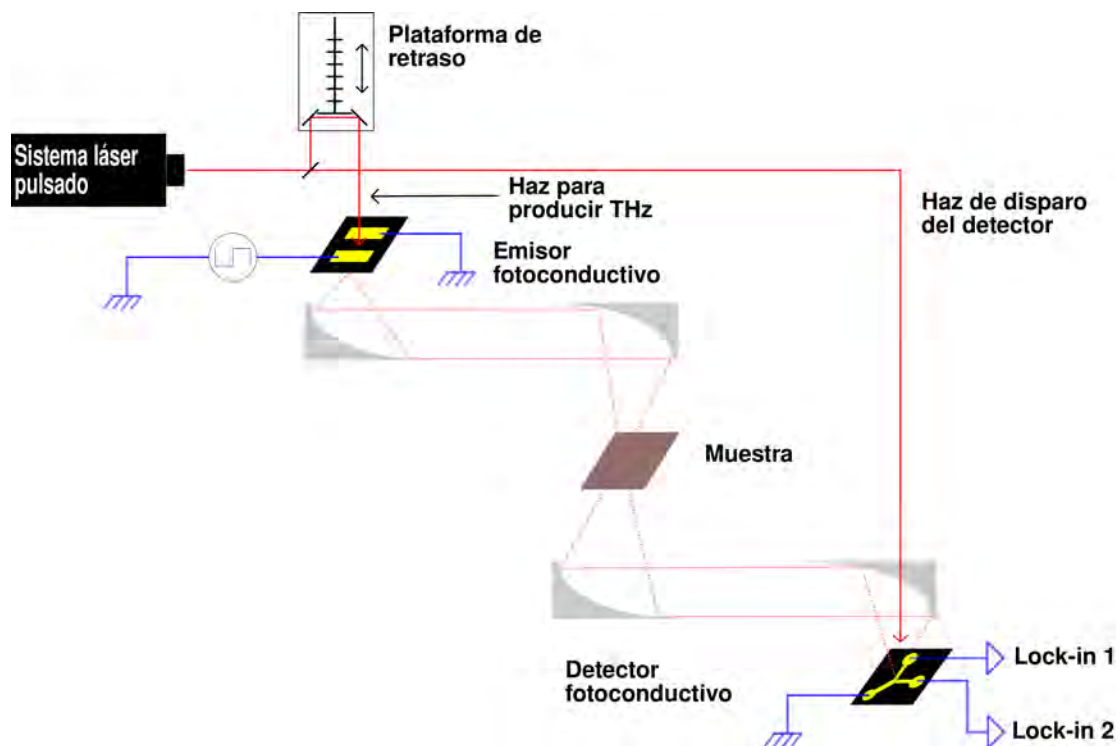


Figura 2.1: Arreglo de la técnica de espectroscopia en el dominio del tiempo en terahertz. Un sistema láser produce pulsos de unos cuantos femtosegundos. Cada pulso es dividido en dos: una parte (70%) se utiliza para bombear el emisor y producir un pulso de terahertz. Después este pulso es enfocado y colimado por un par de espejos parabólicos que a su vez reenfocan el pulso de terahertz en la muestra. Finalmente la radiación que se transmite a través de la muestra se enfoca en el detector que junto con la otra parte (30% restante) del pulso original sirven para realizar la detección.

2.2. Generación de radiación en terahertz

La técnica de THz-TDS ha tenido un gran número de aplicaciones en años recientes (ver el capítulo 1 de este trabajo), las cuales se han realizado gracias al desarrollo de emisores de THz basados en la separación ultrarrápida de portadores de carga fotoexcitados en semiconductores y a procesos no lineales en cristales. Algunos de estos métodos para producir radiación en THz son: rectificación óptica [22, 23], emisión de campo de superficie [24], por la formación de un dipolo eléctrico debido a la diferencia de movilidades entre electrones y huecos (efecto fotodember) [25], y por medio de emisión fotoconductiva [20, 21], siendo esta última la que utilizaremos a lo largo de este trabajo.

2.2.1. Emisores fotoconductivos

Un emisor fotoconductivo o switch de Auston, consiste en un par de contactos metálicos depositados sobre un sustrato semiconductor de alta resistividad (fig. 2.2). Se les aplica un voltaje de alimentación de aproximadamente 1kV/cm , el cual acelera portadores de carga fotogenerados por un pulso láser ultracorto que incide entre los contactos metálicos de la antena fotoconductiva, el cambio resultante en la corriente produce un transiente electromagnético, típicamente de medio o un ciclo con un gran ancho espectral que cubre las frecuencias de THz [26]. Algunos semiconductores usados para la fabricación de estos emisores fotoconductivos son: Arseniuro de Galio crecido a baja temperatura (LT-GaAs) [27], Arseniuro de Galio semiaislante (SI-GaAs) [28], GaAs implantado por iones, Fosforo de Indio semiaislante [28], InP implantado por iones [29], silicio en zafiro [30], entre otros.

El efecto por el cual se genera radiación electromagnética por medio de antenas fotoconductoras cuando son excitadas por pulsos ultracortos, es por la dinámica de la formación de portadores de carga fotogenerados (pares electrón -hueco) y su rápido movimiento debido a al campo eléctrico generado cerca de la superficie del material. De acuerdo a las ecuaciones de Maxwell, la corriente $\mathbf{J}(\mathbf{t})$ que se genera debido a la aceleración de los portadores creados en el material, genera un pulso electromagnético

$$\mathbf{E}(\mathbf{t}) \propto \frac{\partial \vec{\mathbf{J}}}{\partial \mathbf{t}}, \quad (2.1)$$

cuyo espectro es determinado por la transformada de Fourier del perfil temporal del pulso [19].

2.3. Detección de radiación en terahertz

En la actualidad, dos esquemas son utilizados para la detección de radiación en terahertz: antenas fotoconductoras y cristales electro-ópticos [31]. Un detector fotoconductor, al igual que un emisor consiste en un par de contactos metálicos depositados sobre un material semiconductor (ej. LT-GaAs, semiconductores implantados por iones, etc.). Estos dispositivos miden el campo eléctrico de un pulso de terahertz en función del tiempo [4, 32], permitiendo la medición indirecta tanto de la fase como de la amplitud del campo eléctrico del pulso de terahertz [33]. Al igual que en la emisión de terahertz, para la detección vamos a utilizar

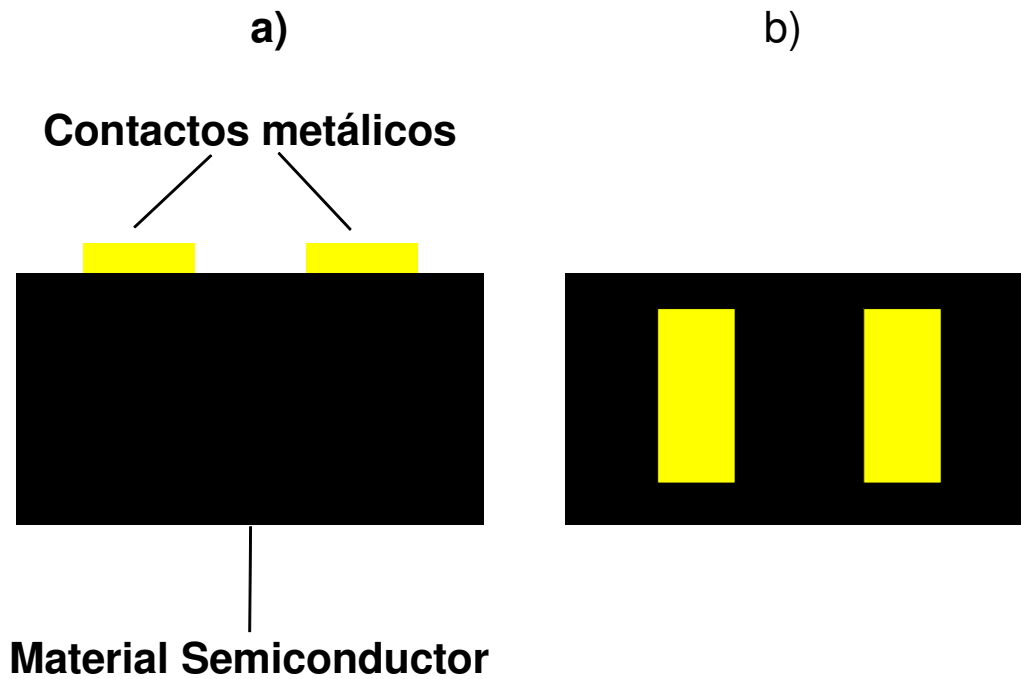


Figura 2.2: Esquema de un emisor fotoconductor, estos emisores se fabrican depositando un par de contactos metálicos sobre un sustrato semiconductor. a) vista transversal de la antena fotoconductor. b) vista de la parte superior de la antena fotoconductor

antenas fotoconductoras.

Para detectar la radiación en terahertz producida por el emisor fotoconductor, el pulso de disparo que se muestra en el arreglo (fig. 2.1), fotoexcita al detector fotoconductor produciendo pares electrón-hueco y a diferencia del emisor que tiene un voltaje de alimentación para separar las cargas, el campo eléctrico del pulso de terahertz producido por el emisor es el que produce la separación de cargas, obteniendo de esta separación una corriente entre los contactos como se muestra en la figura 2.4.

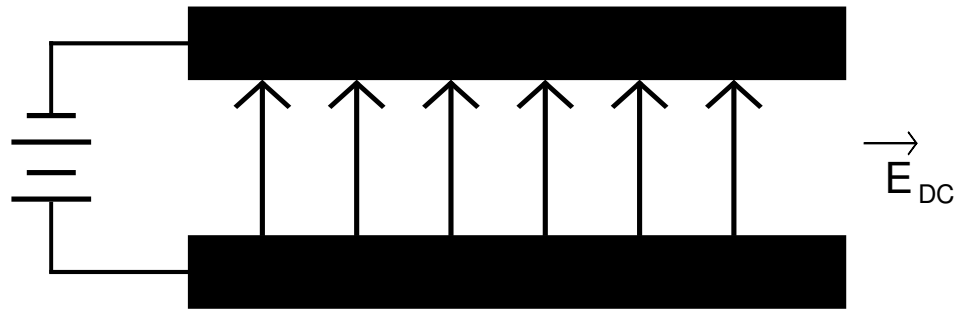


Figura 2.3: Vista superior de la antena fotoconductoras antes de ser fotoexcitada. En esta imagen se muestran las líneas de campo eléctrico generadas por el voltaje de alimentación que se le aplica a la antena, el cual posteriormente separará las cargas fotogeneradas por la interacción con el pulso del láser para producir radiación en THz.

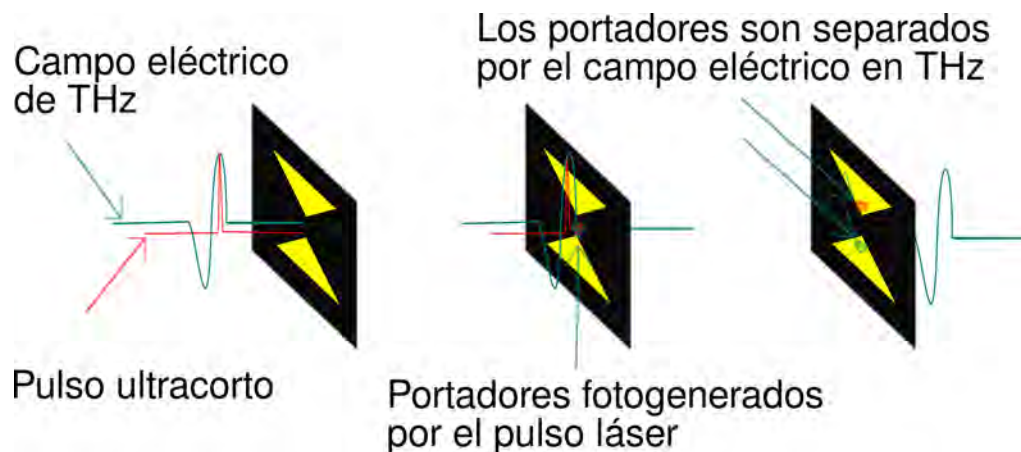


Figura 2.4: Esquema del proceso de detección fotoconductoras. En la primera imagen, se muestra la llegada del pulso láser y del pulso de terahertz; en la segunda imagen, se muestra el avance de ambos pulsos dentro de la antena fotoconductoras y la generación de portadores, y por último en la tercera imagen se muestra la separación de los portadores debido al campo eléctrico del pulso de terahertz.

Capítulo 3

Diseño de empaques para antenas fotoconductoras

En este capítulo, se presentara el diseño de empaques para antenas fotoconductoras (emisores y detectores de radiación en la región de terahertz) para realizar experimentos de THz-TDS en ambientes no controlados donde la temperatura, la humedad, etc., no están regulados [4, 34], como en el caso de un laboratorio óptico. Estos empaques le proporcionarán a la antena fotoconductoras una mayor robustez y permitirán acoplar estos dispositivos por medio de fibra óptica.

En la actualidad, para llevar a cabo experimentos de espectroscopía en el dominio del tiempo en terahertz, es necesario el uso de arreglos cuyos componentes son delicados y costosos, como el sistema láser para producir pulsos de femtosegundos, la óptica adecuada (lentes, divisores de haz, espejos), componentes electromecánicos (plataformas de retardo, choppers),

componentes mecánicos, sistemas de medición (amplificadores lock-in) entre otros, que en conjunto, forman un arreglo de grandes dimensiones, el cual podría ocupar la superficie completa de una mesa óptica como se muestra en la figura 3.1, aunado a esto, se debe contar con parámetros controlados como la temperatura y la humedad para el adecuado funcionamiento del sistema láser. Los aspectos mencionados anteriormente hacen imposible que un arreglo de THz-TDS pueda salir del lugar donde se encuentra montado para realizar mediciones.



Figura 3.1: Imágenes de una mesa óptica y el arreglo físico de un espectrómetro. a) Mesa óptica donde se monta el arreglo espectroscópico, Newport Research. b) Arreglo del sistema espectroscópico en el dominio del tiempo de la universidad de Oxford, Oxford Reino Unido.

El objetivo de este trabajo, como se había mencionado en la sección 1.2, es desarrollar un sistema robusto que permita realizar estudios espectroscópicos en la banda de terahertz en condiciones menos controladas, por ejemplo espectroscopia de plasmas dentro de un Tokamak [35, 36], aplicaciones biológicas como medición de la densidad de agua contenida en plantas, detección de cáncer en la piel, monitoreo de procesos de calidad en la industria, detección de agentes químicos y explosivos, etc.

Una forma de poder llevar a cabo las mediciones que se mencionaron anteriormente, es acoplar por medio de fibra óptica a los emisores y detectores de radiación en terahertz del

arreglo experimental que se muestra en la figura 2.1 y eliminando algunos de los componentes del arreglo como los espejos parabólicos utilizados para colimar la radiación en terahertz proveniente del emisor y enfocarla hacia el receptor. Por medio de empaques que contendrán a las antenas fotoconductoras, los cuales están diseñados de acuerdo a las características físicas de cada una de las antenas, acoplaremos con fibra óptica antenas fotoconductoras. A lo largo del capítulo se irán mostrando imágenes del empaque, del ensamble del mismo, del arreglo acoplado por medio de fibra óptica y se anexarán los dibujos correspondientes a cada pieza con sus respectivas medidas.

3.1. Ensamble de las piezas que componen el empaque

Se diseñaron los empaques para el detector y el emisor, los cuales se componen de tres piezas: un anillo para sujetar la lente hemisférica que colimará la radiación en terahertz emitida, la base donde se montarán las antenas fotoconductoras y la tapa posterior donde se acoplará la fibra óptica al empaque (el diseño de cada uno de los empaques depende de si es el emisor o el detector la pieza que se va a colocar dentro, ya que el número de contactos y su tamaño varían). Los empaques fueron diseñados para un emisor de dos contactos como el que se muestra en la figura 3.4 y un detector de tres contactos que se muestra en la figura 3.6, debido a que son los emisores y detectores con los que contamos para realizar el trabajo.

En el caso de los emisores las piezas que componen el empaque del mismo se muestran en la figura 3.2 y en el caso de los detectores, los componentes del empaque se muestra en la figura 3.3.

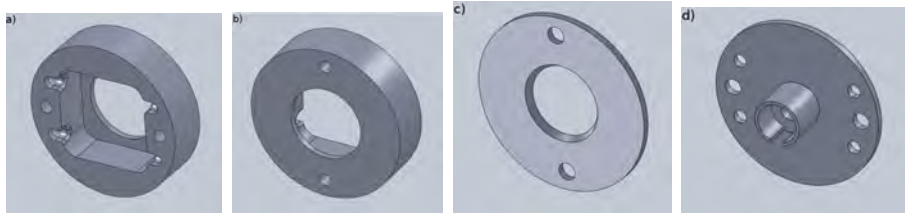


Figura 3.2: Ilustración de las piezas que componen el empaque del emisor. a) Cara posterior de la pieza base (cuerpo). b) Cara frontal de la pieza base (cuerpo), en este lado de la pieza es donde va colocada la lente hemisférica. c) Anillo para mantener fija la lente hemisférica a la pieza base. d) Tapa del empaque, en esta pieza es donde se acopla la fibra óptica al empaque.

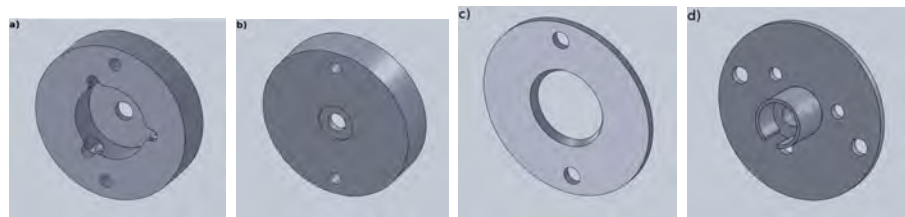


Figura 3.3: Ilustración de las piezas que componen el empaque del detector. a) Cara posterior de la pieza base (cuerpo). b) Cara frontal de la pieza base (cuerpo), en este lado de la pieza es donde va colocada la lente hemisférica. c) Anillo para mantener fija la lente hemisférica a la pieza base. d) Tapa del empaque, en esta pieza es donde se acopla la fibra óptica al empaque.

Las piezas que sirven como base o cuerpo del empaque tanto para el emisor como para el detector, cuentan con canales para la salida de cables que van conectados en los contactos metálicos. Los cables que van hacia el emisor están conectados a una fuente de voltaje como se muestra en la figura 3.4, esto con la finalidad de generar un campo eléctrico que junto con el pulso ultracorto producen el pulso de terahertz. En el caso del detector, los cables van conectados por medio de microsoldadura a un circuito impreso colocado en la cavidad central, el diseño que se muestra en la figura 3.5. De igual forma se soldán cables que van hacia el amplificador “lock-in” para detectar las señales provenientes de la antena. En la figura 3.6 se muestran las conexiones para los detectores. Por último se muestra la imagen de todas las

piezas y como van ensambladas (figuras 3.7 y 3.8).

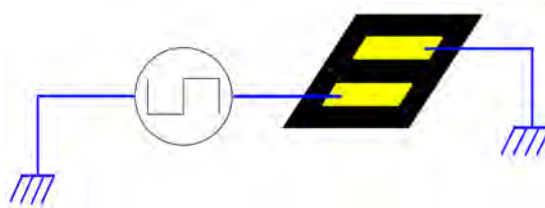


Figura 3.4: Conexiones en la antena fotoconducativa que realiza la función de emisor, la cual une a los contactos con la fuente de voltaje y la tierra.

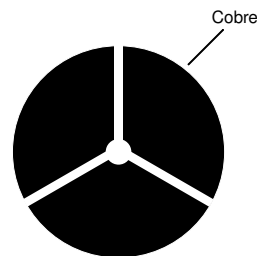


Figura 3.5: Diseño del circuito impreso para soldar los cables provenientes del detector fotoconducativo.



Figura 3.6: Conexiones en la antena fotoconducativa que realiza la función de detector, la cual une a los contactos con el instrumento de medición, el cual en nuestro caso es un amplificador “Lock-in”.

Alineación

Los empaques están diseñados de tal forma que la posición relativa de las tapas, y por lo tanto la fibra y el cuerpo del empaque puedan ser ajustados para propósitos de alineación

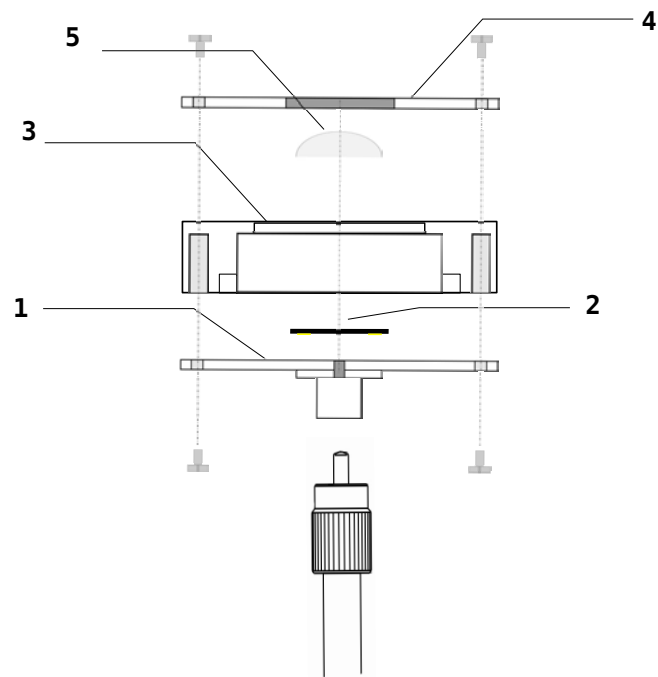


Figura 3.7: Esquema de ensamblaje del empaque del emisor. En la figura se muestran: 1) tapa para el acoplamiento por fibra óptica, 2) emisor fotoconductor, 3) cuerpo del empaque, 4) anillo para sujetar la lente colimadora y 5) lente colimadora de silicio.

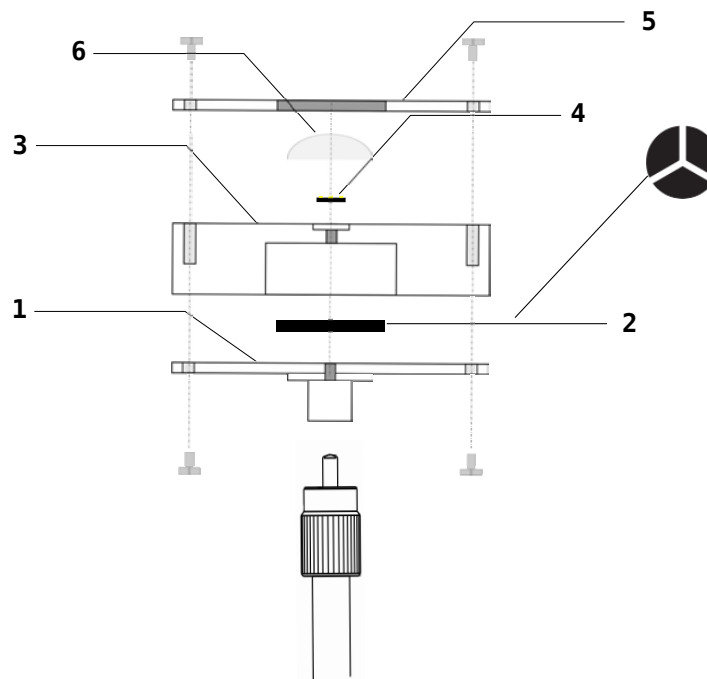


Figura 3.8: Esquema de ensamblaje del empaque del detector. En la figura se muestran: 1) tapa para el acoplamiento por fibra óptica, 2) circuito impreso para soldar la antena fotoconductor, 3) cuerpo del empaque, 4) detector fotoconductor, 5) anillo para sujetar la lente colimadora y 6) lente colimadora de silicio.

(ver figura 3.9).

En ambos empaques, se diseñaron los orificios tanto de los anillos como de la tapa donde se acopla la fibra óptica, con un diámetro mayor (+0.5mm) como se muestra en la figura 3.9, para tener juego entre cualquiera de estas dos partes y la base, con la finalidad de que el haz de luz proveniente de la fibra incida en el espacio entre los contactos en el caso del emisor y que incida en la parte central en el caso del detector, esto para obtener una alineación óptima (ver figura 3.10).

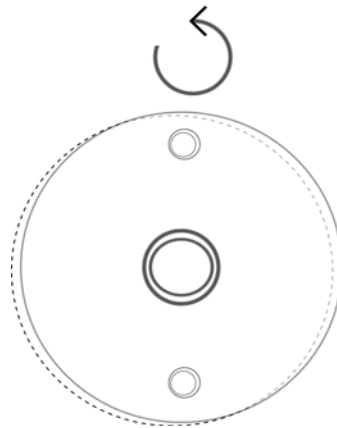


Figura 3.9: Los orificios de ambas piezas son de diámetros distintos para poder ajustar la posición y conseguir una alineación óptima del pulso incidente.

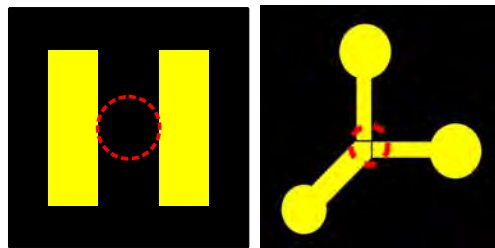


Figura 3.10: Ajustando la posición de la pieza que va acoplada a la fibra óptica y la base del emisor o el detector, podemos alinear la luz que incide en el emisor o el detector.

3.2. Descripción del arreglo acoplado por fibra óptica

Teniendo el esquema de la técnica de THz-TDS (fig. 2.1), donde se incluyen los componentes mencionados anteriormente, al acoplar el emisor y el detector por medio de fibra óptica podemos reducir en tamaño el arreglo y llevar con nosotros únicamente el emisor y el detector fuera de las instalaciones en donde se encuentra el sistema láser (figura 3.11), dejando de lado algunos de los componentes, y quedándonos solamente con el sistema láser, la plataforma de translación, el emisor y el detector en sus respectivos empaques acoplados al arreglo de THz-TDS por medio de fibra óptica. Teniendo solo estos componentes podemos utilizar este sistema para realizar mediciones fuera del área donde se encuentra el arreglo experimental.

Al igual que el arreglo descrito en el capítulo 1, en este arreglo acoplado por medio de fibra óptica el sistema láser genera pulsos ultracortos, los cuales son divididos por el divisor de haz colocado a la salida del láser. Un porcentaje del pulso dividido (70%), se utiliza para excitar al emisor fotoconductor al cual se le aplica un campo eléctrico (típicamente 1kV/cm) entre los contactos, cuando el pulso ultracorto incide en la antena fotoconductor, genera portadores de carga en la región entre los contactos formando un dipolo, que es producido por la interacción del pulso con el campo eléctrico. Este dipolo da lugar a un transiente electromagnético que se propaga libremente en el espacio, tiene una duración de aproximadamente un picosegundo y una gran distribución de frecuencias alrededor de 1 THz. La otra parte del pulso dividido, la utilizamos para excitar al detector, el cual siguiendo el mismo principio del emisor produce portadores de carga que son acelerados por el campo

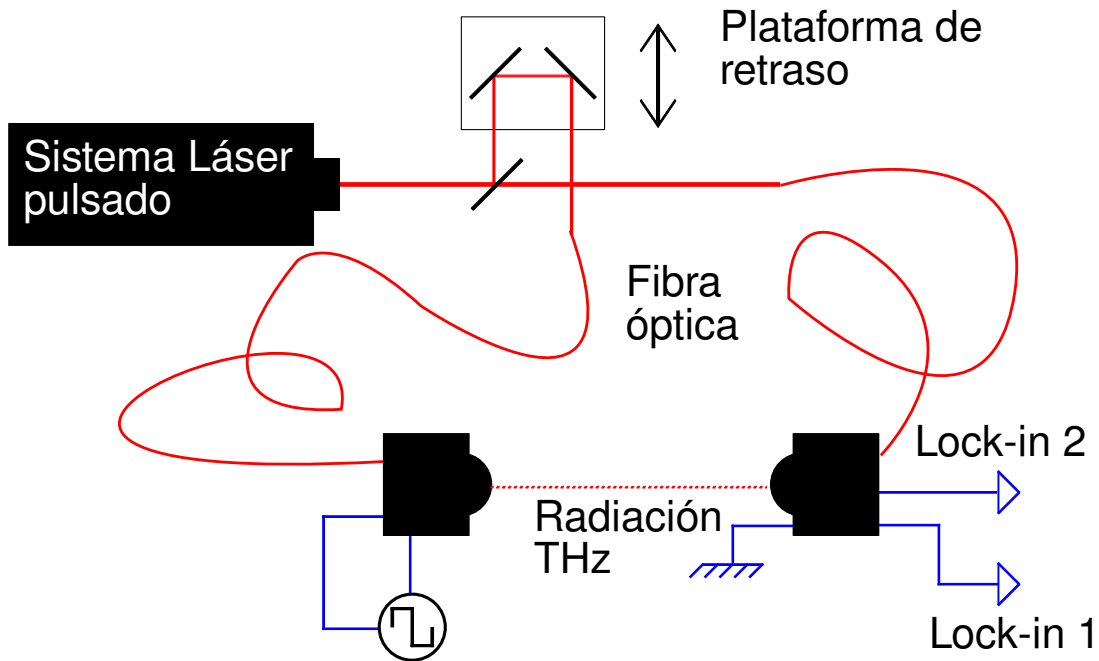


Figura 3.11: Arreglo de la técnica THz-TDS acoplando los emisores y detectores de radiación en la banda de terahertz por medio de fibra óptica. En la figura se muestran tanto el emisor como el detector dentro de los empaques diseñados (cajas negras), a los cuales se les hace incidir un pulso láser para la emisión y detección de radiación en terahertz por medio de fibra óptica. Algunos de los componentes contenidos en el arreglo original ya no son necesarios, y el arreglo se puede hacer portable. Esto nos permite realizar mediciones con la técnica de THz-TDS fuera de donde está montado el arreglo.

eléctrico del pulso de terahertz generando una corriente. Esta corriente es medida en los contactos del detector que están conectados a un amplificador “Lock-in” y nos muestra la señal obtenida. La elección de la fibra óptica para armar el arreglo, se hará conforme a las características de la misma (basandonos en el parametro de dispersión), y con el estudio que se realizará a continuación de la dispersión en fibras ópticas nos daremos una idea de cuanto se alarga nuestro pulso, y si no se encuentra fuera de un límite (ps) y una vez conocido el alargamiento del pulso podremos compensarlo, ya sea mandando pulsos preformados para compensar la deformación.

En este capítulo se presentaron las diferentes piezas que componen al empaque que contendrá los emisores y detectores fotoconductivos, la forma en que van ensambladas y como van acoplados a la fibra óptica. Este tipo de acoplamiento nos permitirá llevar nuestros emisores y detectores fuera del lugar donde se encuentra instalado el láser, con la finalidad de realizar las mediciones en ambientes no controlados.

Capítulo 4

Dispersión de pulsos ultracortos en fibras ópticas

En este capítulo hablaremos de la dispersión que sufre un pulso ultracorto al propagarse a través de una fibra óptica. El estudio de la dispersión en fibras ópticas que se realizará en este trabajo nos sirve para determinar cuánto se va a alargar un pulso ultracorto en un sistema de THz-TDS acoplado por fibra óptica. El alargamiento se debe a que la fibra óptica, al ser un medio dispersivo, las componentes espectrales de un pulso ultracorto de un sistema láser se defasan una con respecto a las demás, obteniendo a la salida un pulso más ancho que el original. Este cálculo de la dispersión es importante ya que al alargarse el pulso que genera la radiación en la banda de terahertz provoca que el ancho de banda del pulso de THz sea menor. Este alargamiento se debe a que distintas componentes espectrales del pulso viajan a velocidades distintas debido a que su velocidad de fase no es la misma. Una vez que

conocemos el comportamiento del pulso dentro de una fibra óptica dada, podemos compensar el alargamiento del pulso utilizando varios métodos como precompensación de pulsos.

4.1. Fibras ópticas

Una fibra óptica es un tipo de guía de onda de forma cilíndrica fabricada de materiales dieléctricos con bajas pérdidas como el sílice. Están compuestas de un núcleo central, a través del cual la luz es guiada debido al principio de reflexión total interna, y este a su vez está contenido dentro de un revestimiento con un índice de refracción ligeramente más bajo [37].

En la figura 4.1 se muestra el esquema de una fibra óptica.

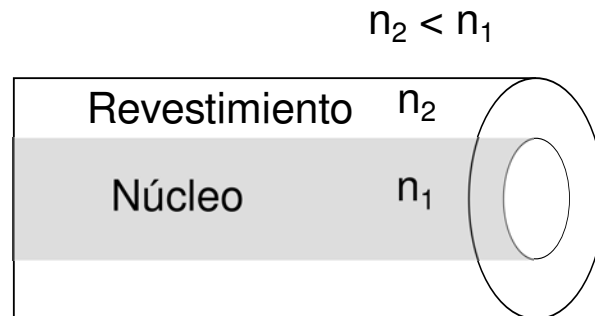


Figura 4.1: Fibra óptica. Una fibra óptica es una guía de onda cilíndrica que consta de un núcleo y un revestimiento los cuales tienen diferentes índices de refracción (n_1 y n_2).

Al igual que en las guías de onda planas, la luz que viaja dentro de una fibra óptica se propaga en forma de modos, viajan a distintas velocidades de grupo y con distinta constante de propagación, la cual nos expresa la atenuación y el desplazamiento de fase por unidad de longitud, manteniendo su distribución transversal y su polarización. Las fibras ópticas pueden clasificarse por el tamaño de su núcleo en dos tipos: monomodo y multimodo. En

las fibras monomodo el diámetro de su núcleo es de unas pocas micras, y solo se permite la propagación de un modo debido a que el diámetro del núcleo es demasiado pequeño, y al tener un diámetro tan pequeño el valor del parámetro V que determina si una fibra es monomodo o multimodo no rebasa el valor de 2.405 necesario para que la fibra sea multimodo. Las fibras multimodo tienen un núcleo con un diámetro mayor y se permite la propagación de varios modos. Dichos tipos de fibra óptica cuentan con un índice de refracción constante tanto en el núcleo como en el revestimiento y se conocen como fibras de índice escalonado.

Existe otro tipo de fibra óptica al que llamamos fibra óptica de índice gradual. En este tipo de fibra óptica el índice de refracción del núcleo no es constante y es gradual, lo que significa que no se tiene el mismo índice de refracción en el núcleo, teniendo un valor máximo en el centro y uno mínimo en la interfaz núcleo-revestimiento, lo que nos ayuda en la disminuir los efectos de la dispersión modal.

Debido a las características anteriores, las fibras ópticas pueden clasificarse como de índice escalonado o índice graduado y como monomodo y multimodo. En la figura 4.2 se muestra un diagrama con la estructura de cada uno de estos tipos de fibra óptica.

4.2. Pulsos ultracortos

A diferencia de los láseres de onda continua que generan luz casi monocromática, los láseres que producen pulsos ultracortos generan una secuencia de pulsos con un ancho de banda de algunos nanómetros. Son pulsos de luz cuya duración se encuentra en el rango de varios picosegundos hasta unos pocos femtosegundos.

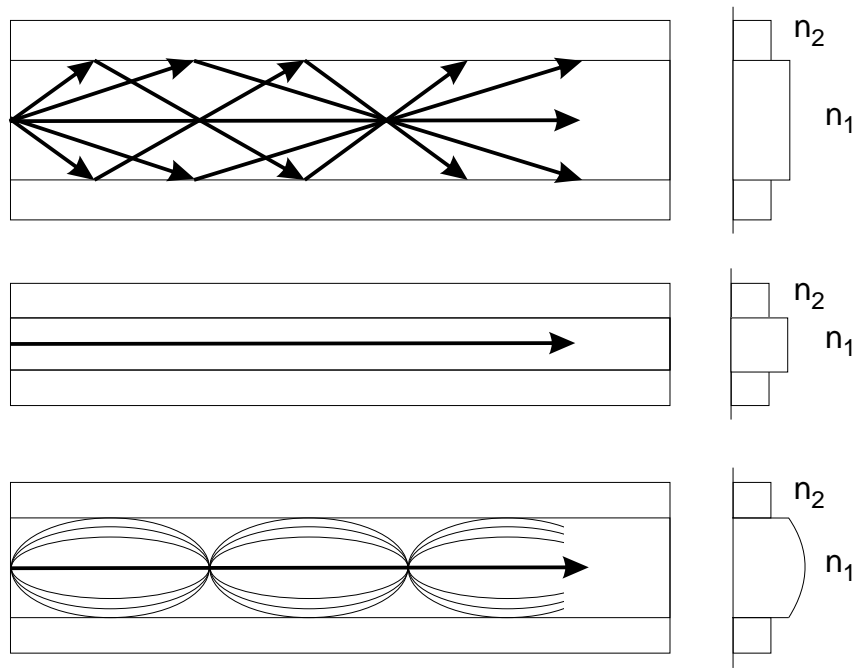


Figura 4.2: Geometría de los diferentes tipos de fibra óptica. De arriba hacia abajo se muestran las fibras multimodo y monomodo, las cuales entran dentro de la clasificación de las fibras de índice escalonado. En el último esquema se muestra la fibra de índice graduado, en las cuales el índice de refracción no es constante.

El campo eléctrico de un pulso ultracorto está dado por

$$E(t) = E_0(t)e^{i\phi(t)}e^{i\omega_0 t}, \quad (4.1)$$

donde $E_0(t)$ representa la envolvente del campo eléctrico, $\phi(t)$ es la variación de fase temporal y ω_0 es la frecuencia portadora. Debido a la dificultad de predecir la forma exacta de un pulso ultracorto [38], utilizaremos aproximaciones para definirlo. La envolvente de los pulsos con los que trabajaremos está dada por una función gaussiana, cuya dependencia temporal es

$$E(t) = E_0 e^{-(t/\tau_G)^2}, \quad (4.2)$$

donde E_0 es la amplitud del campo eléctrico y el parámetro τ_G se relaciona con la duración del pulso τ_p por medio de

$$\tau_G = \frac{\tau_p}{\sqrt{2\ln 2}}. \quad (4.3)$$

La duración del pulso τ_p se obtiene midiendo la anchura total del pulso a la mitad del máximo (FWHM por sus siglas en inglés) de su perfil de intensidad, el cual obtenemos a partir de

$$I(t) \propto |E_0(t)|^2. \quad (4.4)$$

En adelante nos referiremos a este tipo de pulsos como pulsos gaussianos. La figura 4.3 muestra un ejemplo del perfil de intensidad de un pulso gaussiano en función del tiempo.

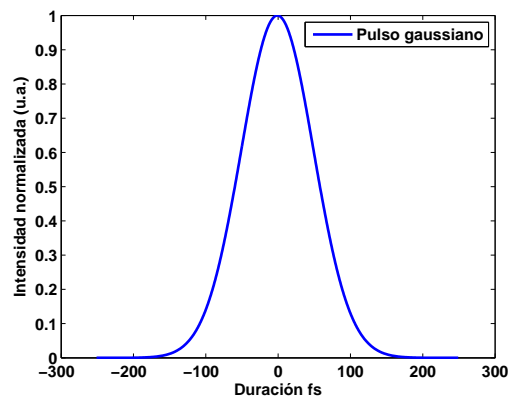


Figura 4.3: Perfil de intensidad de un pulso gaussiano de 100 fs.

4.3. Dispersión en fibras ópticas

Cuando un pulso de luz viaja a través de un medio dispersivo (vidrio, fibra óptica, etc.) este sufre algún tipo de dispersión y como consecuencia tenemos que se alarga. Existen dos tipos diferentes de dispersión en fibras ópticas: intramodal e intermodal. La dispersión intramodal o cromática ocurre en todos los tipos de fibra óptica. La dispersión intermodal o modal ocurre solamente en fibras multimodo. Cada mecanismo de dispersión tiene como consecuencia el alargamiento de pulsos ópticos, y si esta es suficientemente grande, la energía de un pulso se puede superponer con el pulso anterior limitando la capacidad de información en la fibra óptica.

4.3.1. Dispersión intramodal

La dispersión intramodal o cromática, depende principalmente del material con el cual se fabrica la fibra óptica y ocurre debido a que los diferentes colores de la luz viajan a través de diferentes materiales y guías de onda con diferentes velocidades de fase. Existen dos tipos de dispersión intramodal: dispersión del material y la dispersión de guía de onda.

Dispersión del material

La dispersión del material se debe a la dependencia del índice de refracción con la longitud de onda del núcleo de la fibra, lo que provoca que diferentes longitudes de onda viajen a diferentes velocidades dentro de la fibra óptica. Las diferentes longitudes de onda de un pulso óptico que entran en una fibra óptica salen en tiempos diferentes, a mayores longitudes de

onda la dispersión del material es menor.

Dispersión por guía de onda

La dispersión por guía de onda ocurre debido a que la constante de modo de propagación, está en función del tamaño del núcleo de la fibra. También se produce porque la luz se propaga de manera diferente en el núcleo que en el revestimiento

4.3.2. Dispersión intermodal o modal

La propagación de la luz en fibras multimodo presenta algunas dificultades debido a la diferencia de las velocidades de grupo de los modos de propagación, lo que ocasiona que los modos dentro de la fibra viajen a velocidades distintas y que los pulsos de luz se alarguen. Este efecto es llamado dispersión modal y limita la velocidad a la cual dos pulsos pueden ser enviados sin que se superpongan uno con otro. La dispersión modal puede ser reducida utilizando fibras de índice graduado.

4.4. Dispersión cromática

La dispersión cromática es causada por la dependencia de la constante de propagación con la frecuencia ω o con la longitud de onda λ . El origen de la dispersión cromática se relaciona con la frecuencia de resonancia a la que el medio absorbe la radiación electromagnética por medio de oscilaciones de los electrones ligados [39]. Esta dependencia del índice de refracción

Material	B_1	B_2	B_3	C_1	C_2	C_3
Sílice fundida	$6,96 \times 10^{-1}$	$4,07 \times 10^{-1}$	$8,97 \times 10^{-1}$	$4,67 \times 10^{-3}$	$1,35 \times 10^{-2}$	$9,79 \times 10^1$
Schott BK7	1,03	$2,31 \times 10^{-1}$	1,01	$6,00 \times 10^{-3}$	$2,00 \times 10^{-2}$	$1,03 \times 10^2$
Schott F2	1,34	$2,09 \times 10^{-1}$	$9,37 \times 10^{-1}$	$9,97 \times 10^{-3}$	$4,70 \times 10^{-2}$	$1,11 \times 10^2$

Cuadro 4.1: Coeficientes de Sellmeier de algunos materiales dispersivos para calcular el índice de refracción, los valores de la longitud de onda están dados en micrómetros. Tomado de Ecuaciones de dispersión para materiales ópticos de CVI Melles Griot.

con la frecuencia se puede aproximar utilizando la ecuación de Sellmeier [40, 41, 42]

$$n^2 = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3}, \quad (4.5)$$

donde las constantes a , B_n , C_n , propias de cada material, son calculadas haciendo un ajuste de curvas a los valores medidos de n como función de λ (que está dada en micrómetros). En la tabla 4.1 se muestran dichos parámetros para diferentes materiales:

La dispersión que se genera a lo largo de la fibra afecta la propagación de pulsos ópticos haciendo que sus diferentes componentes espectrales viajen a diferentes velocidades. La velocidad de fase está dada por:

$$v_p = \frac{c}{n(\omega)}. \quad (4.6)$$

La constante de propagación β se puede expresar como una serie de Taylor alrededor de ω_0

$$\beta(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (4.7)$$

donde los parámetros β son:

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (4.8)$$

La segunda y tercera constantes resultantes del desarrollo de esta serie son

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right), \quad (4.9)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right), \quad (4.10)$$

donde n_g es el índice de grupo y v_g es la velocidad de grupo. Estas dos cantidades son el inverso de la velocidad de grupo (β_1) y β_2 (parámetro de dispersión) representa la dispersión de la velocidad de grupo (GVD) que es la responsable de que los pulsos se ensanchen. Muchos autores utilizan la letra D para representar el parámetro de dispersión en lugar de β_2 . Estas dos cantidades se relacionan de la siguiente manera

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \approx \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (4.11)$$

4.5. Dispersión de la velocidad de grupo

Como lo habíamos mencionado en la sección anterior, la dispersión de la velocidad de grupo es la responsable de que los pulsos ópticos se ensanchen al propagarse por un medio.

Si definimos la amplitud normalizada $U(z, T)$, la cual satisface la ecuación diferencial parcial

[39]

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2}, \quad (4.12)$$

que se puede resolver utilizando el método de transformada de Fourier

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega. \quad (4.13)$$

donde \tilde{U} es la transformada de Fourier de U respecto al tiempo. La ecuación anterior satisface a la ecuación diferencial ordinaria

$$i \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{U} \quad (4.14)$$

cuya solución está dada por

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) e^{(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z)} \quad (4.15)$$

la cual nos dice que la dispersión de la velocidad de grupo cambia la fase de cada componente espectral del pulso óptico, que a su vez depende tanto de la distancia a la que se va a propagar como de la frecuencia. Ahora sustituyendo la ecuación 4.15 en la ecuación 4.13, la solución general de la ecuación 4.12 es

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, \omega) e^{(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega T) d\omega} \quad (4.16)$$

4.5.1. Pulsos Gaussianos

Como ejemplo para ver el comportamiento de un pulso al propagarse a lo largo de una fibra óptica, usaremos un pulso Gaussiano que tiene la forma siguiente

$$U(0, T) = e\left(-\frac{T^2}{2\tau^2}\right) \quad (4.17)$$

donde τ es la duración del pulso óptico (de entre 100fs y 50fs). Utilizando las ecuaciones 4.16-4.17 y realizando la integración, tenemos que la amplitud en cualquier punto de la distancia recorrida por el pulso a través de la fibra es

$$U(z, T) = \frac{\tau}{(\tau^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} e\left(-\frac{T^2}{2(\tau^2 - i\beta_2 z)}\right) \quad (4.18)$$

Como podemos ver en la ecuación anterior, un pulso Gaussiano mantiene su forma al propagarse pero su anchura cambia con la distancia recorrida

$$T_f(z) = \tau[1 + (z/L_D)^2]^{1/2} \quad (4.19)$$

donde $L_D = \tau^2/|\beta_2|$ es una cantidad que llamamos longitud de dispersión y $T_f(z)$ es la longitud del pulso después de propagarse por la fibra óptica. La ecuación 4.19 nos muestra como el GVD nos ensancha el pulso Gaussiano.

4.6. Simulación de la dispersión de pulsos ultracortos al propagarse por una fibra óptica

Se realizaron simulaciones para determinar cuánto se alarga un pulso ultracorto al propagarse a través de una fibra óptica. Para esta simulación utilizamos como entrada un pulso con un perfil gaussiano el cual tiene un campo eléctrico dado por la ecuación 4.2. Variamos la duración del pulso inicial para ver su alargamiento a la salida de la fibra óptica y también variamos la longitud de la fibra óptica. También para esta simulación se tomaron en cuenta los parámetros de una fibra de cristal fotónico para realizar pruebas, una vez terminada nuestra simulación, con el código realizado se podrán hacer simulaciones con otros tipos de fibra óptica.

El parámetro de dispersión de una fibra de cristal fotónico modelo LMA-10 del fabricante NKT [43] fue obtenido de la hoja de datos provista por el fabricante (figura 4.4). A partir del parámetro de dispersión calculamos el parámetro β_2 que nos da la GVD mediante la fórmula 4.10.

La fase espectral del pulso después de su propagación por la fibra es calculado usando el GVD y la distancia de propagación, de esta forma se calculo la forma temporal del pulso al salir de la fibra (figura 4.5).

Se calculo el FWHM del pulso al propagarse por la fibra óptica y se muestra en la figura 4.6. En esta figura se muestra un resultado importante ya que mientras más corto es el pulso inicial (en el caso de un pulso de 20 fs), sufre una mayor dispersión al propagarse por la fibra.

4.6. SIMULACIÓN DE LA DISPERSIÓN DE PULSOS ULTRACORTOS AL PROPAGARSE POR UN

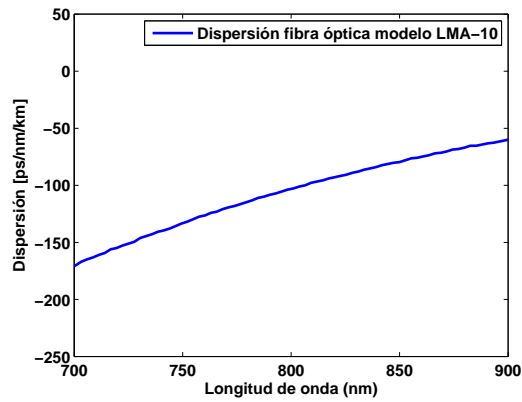


Figura 4.4: Curva de dispersión de una fibra de cristal fotónico modelo LMA-10. Tomado de NKT.

Por último graficamos la evolución de la envolvente del campo eléctrico de los pulsos en función de la distancia recorrida, figura 4.7. En esta gráfica se muestra un pulso de 100fs y como evoluciona a medida que se propaga dentro de la fibra óptica.

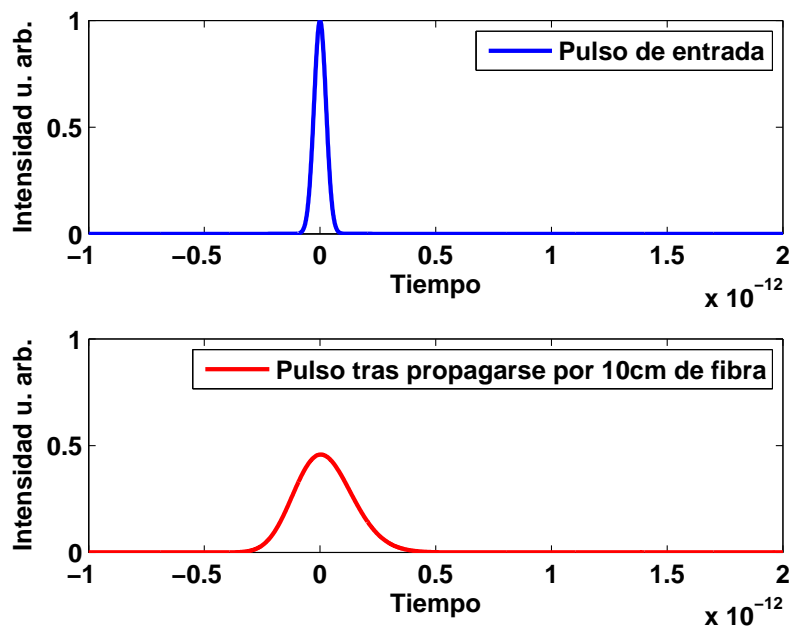


Figura 4.5: Resultado de la simulación introduciendo un pulso de 50fs y propagándose a una distancia de 10cm. En la gráfica observamos como se alarga el pulso debido a que sus componentes espectrales no están en fase como en el caso del pulso inicial, lo que provoca que se alargue.

4.6. SIMULACIÓN DE LA DISPERSIÓN DE PULSOS ULTRACORTOS AL PROPAGARSE POR UN

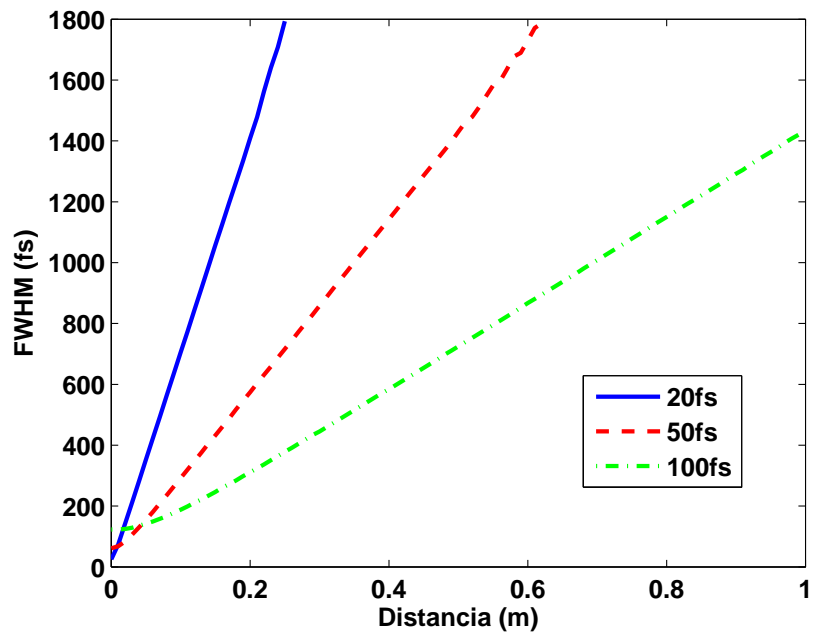


Figura 4.6: Comportamiento del FWHM de tres diferentes longitudes de pulso. En la grafica se muestran resultado para pulsos ópticos con duraciones de 20, 50 y 100 fs, y también se observa que entre más corto es nuestro pulso más se alarga al propagarse apenas por unos cuantos centímetros de fibra a comparación de los demás pulsos que mantienen un poco más su tamaño al propagarse por distancias más largas.

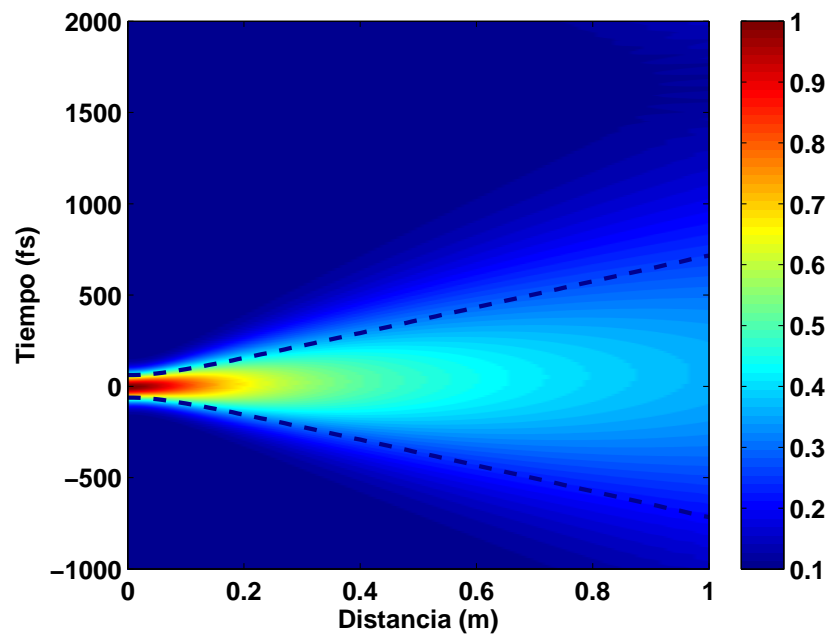


Figura 4.7: Evolución de la envolvente del campo eléctrico de un pulso de 100fs al propagarse a través de una fibra óptica. En esta gráfica se muestra la evolución del pulso al recorrer cierta distancia dentro de la fibra óptica. La escala de colores muestra la amplitud, en la parte donde se muestra el color rojo el pulso es más corto y al momento de propagarse se va tornando azul indicando el alargamiento.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo de tesis describimos la técnica de espectroscopia en el dominio del tiempo en terahertz (THz-TDS) acoplada por fibra óptica para realizar mediciones en ambientes no controlados. Se discutió lo que es la banda de terahertz y sus aplicaciones, ya que debido a las características que presenta la radiación en el rango de frecuencias de terahertz ha despertado el interés de muchos científicos en desarrollar aplicaciones tecnológicas importantes en el campo de la medicina, de semiconductores, de seguridad, entre otras. Realizamos el diseño de empaques para emisores y detectores fotoconductivos de radiación en THz y por último realizamos un estudio de la dispersión que sufren pulsos ultracortos al propagarse a través de una fibra óptica.

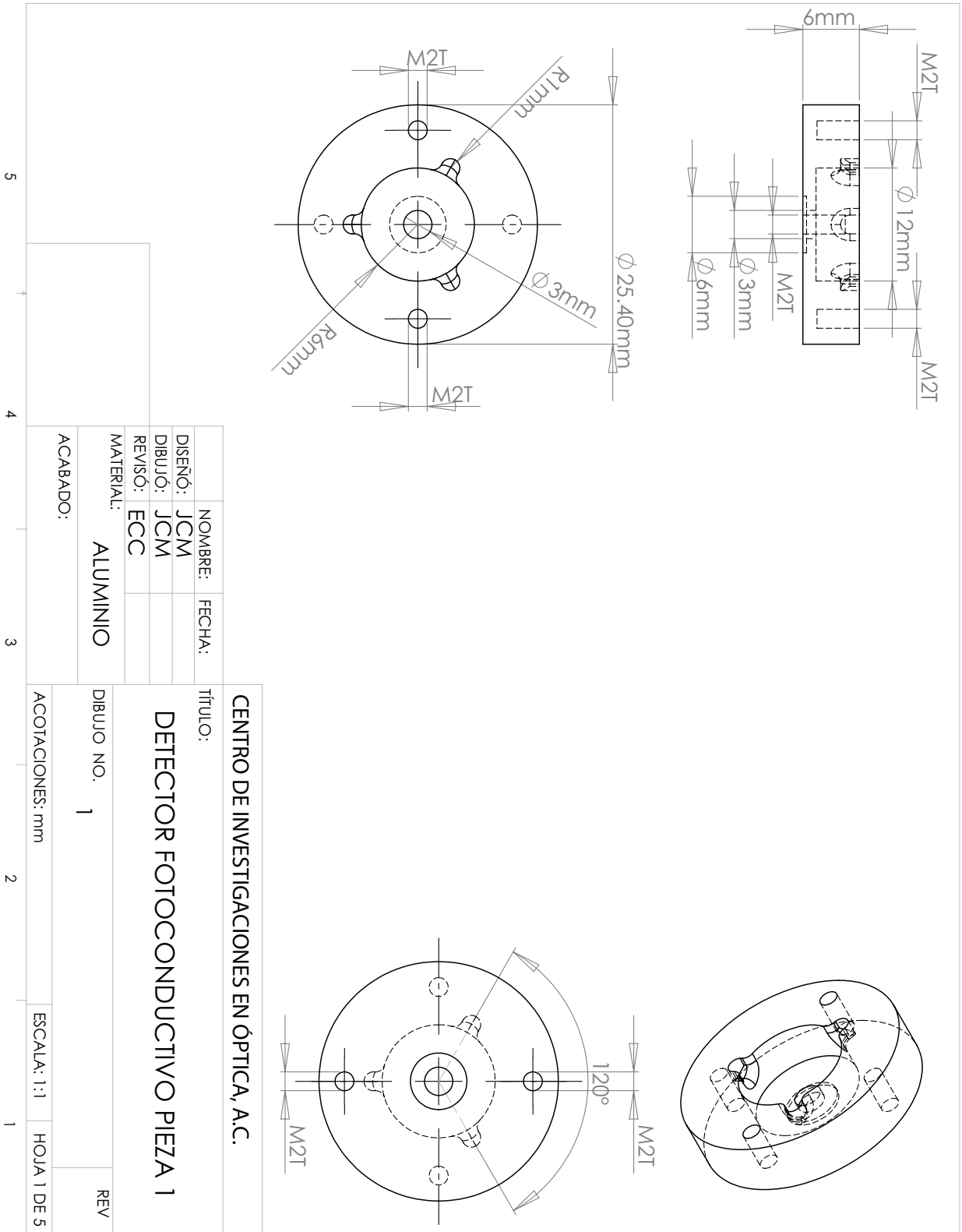
En conclusión, este trabajo aporta un diseño novedoso de empaques para emisores y receptores fotoconductivos que promete ser de gran utilidad en futuros experimentos de espectroscopia en terahertz bajo condiciones ambientales menos controladas que las de un

laboratorio óptico. De igual forma se aporta un código para calcular la deformación de pulsos en fibras ópticas, que será de gran utilidad para la implementación de la espectroscopia en terahertz acoplada por fibra óptica, y permitirá estimar la compensación requerida, la cual se podrá implementar enviando pulsos con un chirp negativo para mantener el tamaño de los pulsos ópticos dentro de un rango de duración aceptable tras su propagación en las fibras ópticas que vayan a utilizarse.

Tanto los diseños de los empaques como el acoplamiento por fibra óptica, no fueron probados experimentalmente debido a la falta de equipo de laboratorio para realizar espectroscopía en terahertz. Pero como se dijo anteriormente se dejan tanto el código como el diseño para que una vez que se cuente con el equipo de laboratorio se realicen mediciones.

Apéndice A

Diseño de los empaques



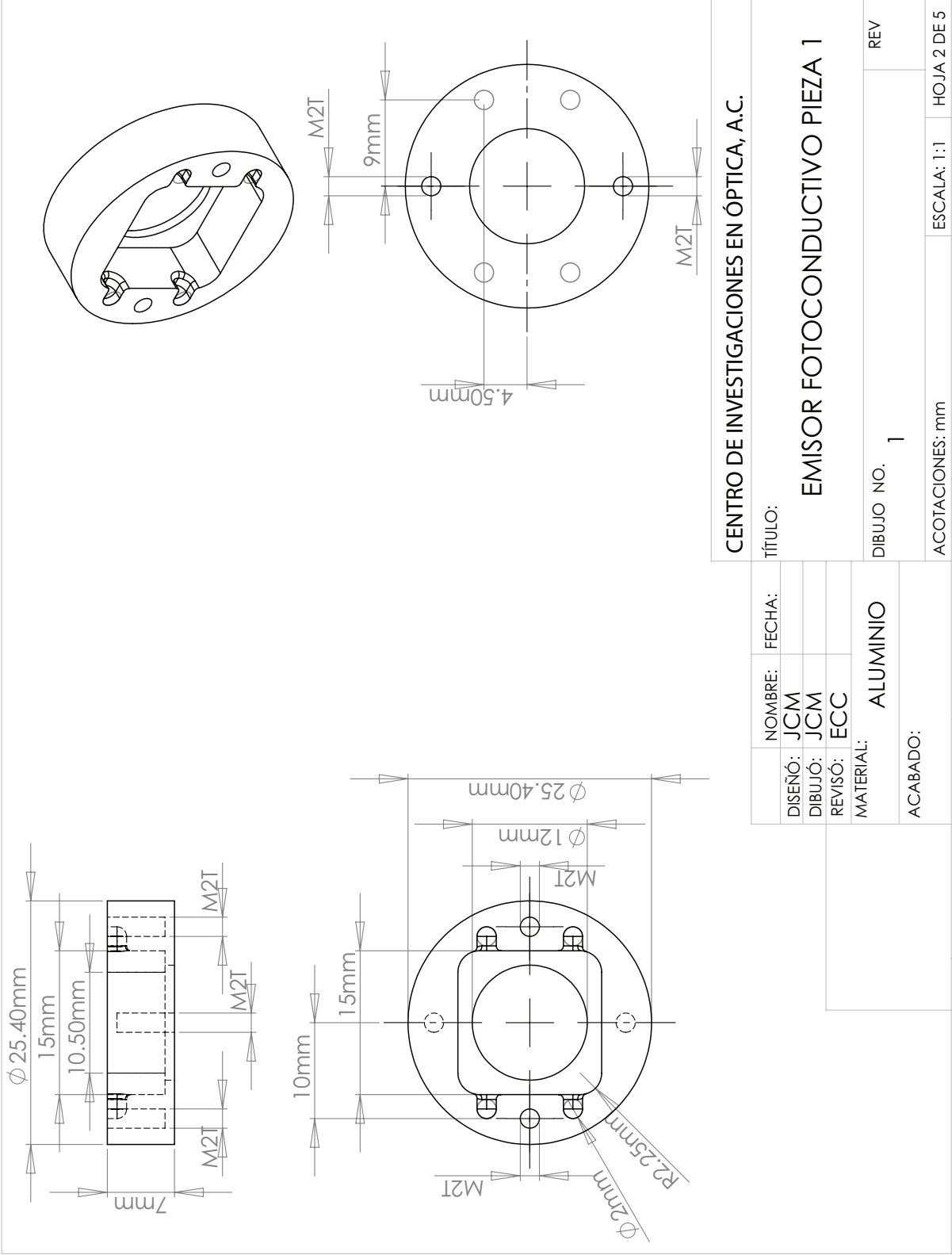
5

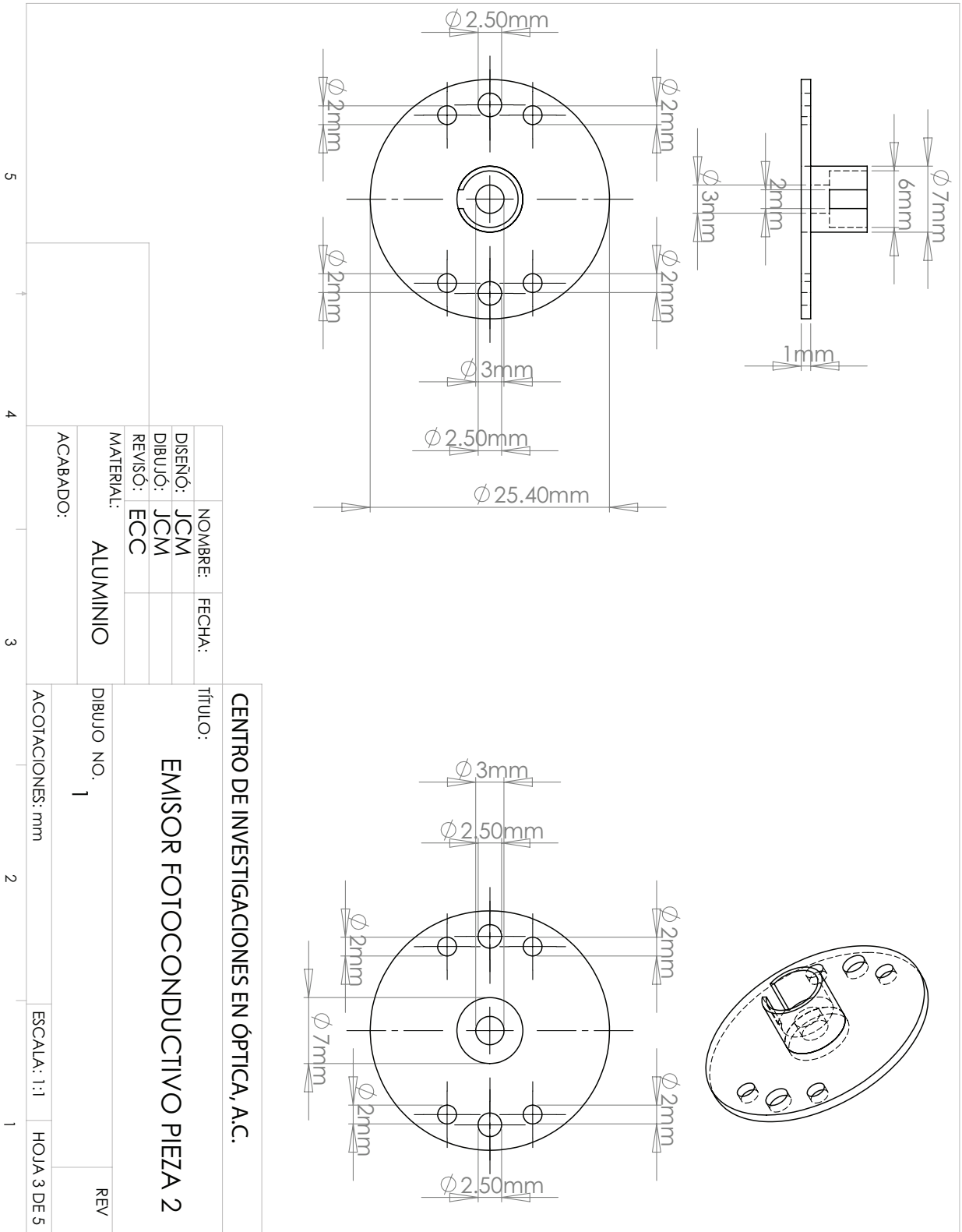
4

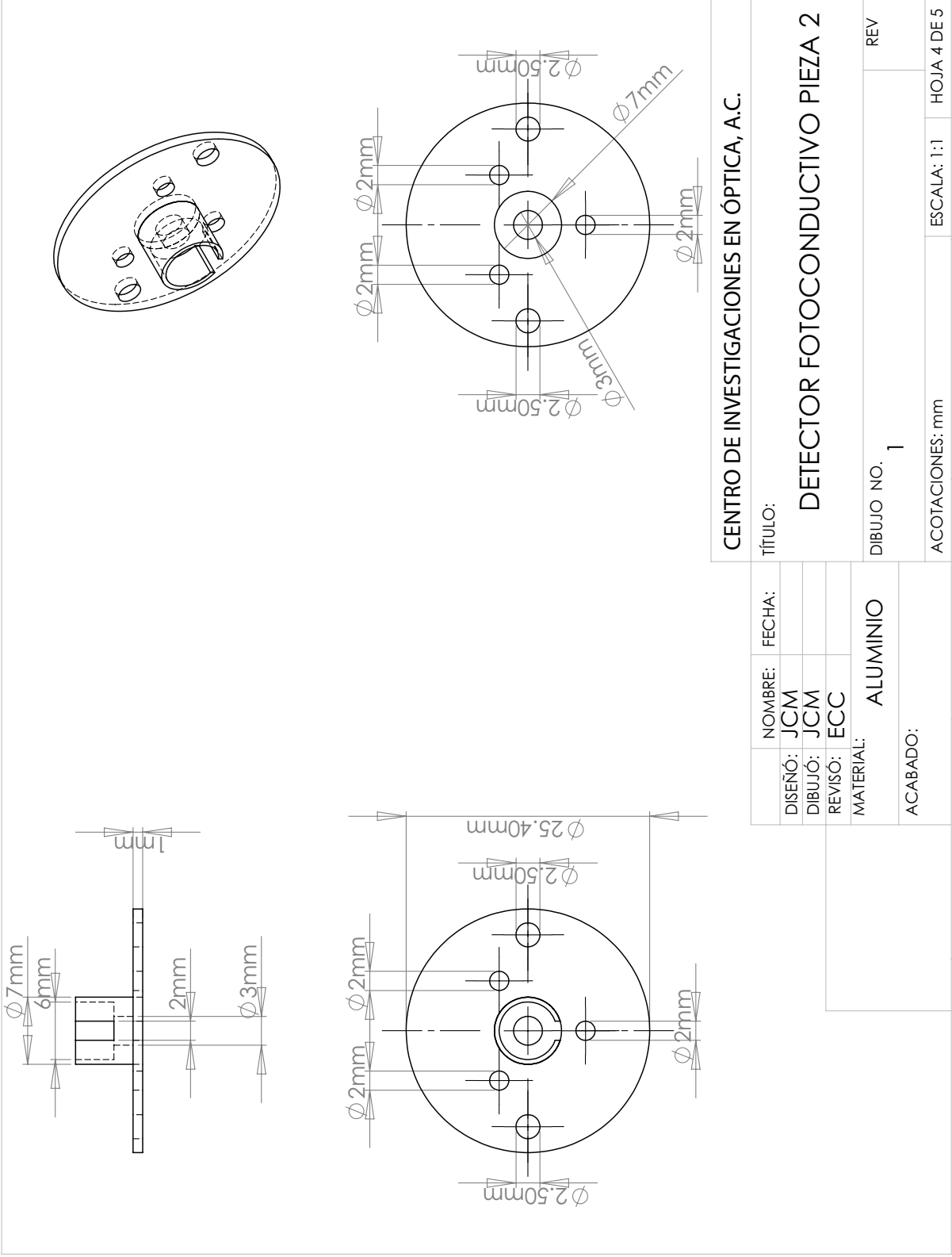
3

2

1







CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA, A.C.

TÍTULO:

DETECTOR FOTOCONDUCTIVO PIEZA 2

NOMBRE:

JCM

FECHA:

JCM

DISEÑO:

ECC

DIBUJO:

ECC

REVISO:

ECC

MATERIAL:

ALUMINIO

ACABADO:

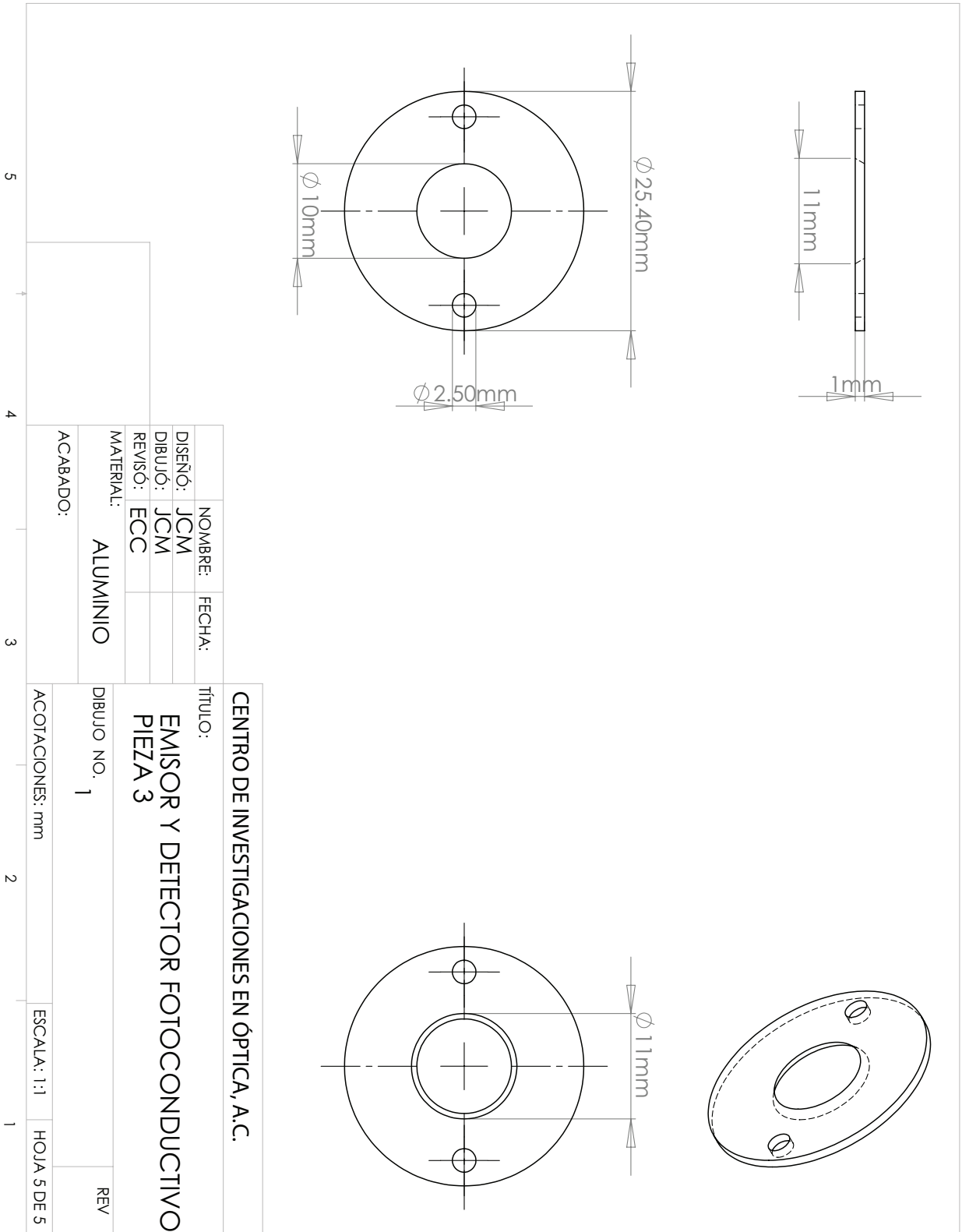
DIBUJO NO. 1

REV

ACOTACIONES: mm

ESCALA: 1:1

HOJA 4 DE 5



Apéndice B

Código para calcular dispersión en
fibras ópticas

A continuación se muestra el código utilizado para realizar las simulaciones de la dispersión de pulsos ultracortos al propagarse a través de fibra óptica. La simulación se hizo utilizando matlab.

Calculo de la dispersión con respecto a la distancia recorrida de tres diferentes tamaños de pulso inicial (20fs, 50fs, 100fs)

```

for vv = 1 : 101

    L = (vv - 1) * 10e - 3;

    disppulsefinal

    ancho(vv, 1) = width1;

    ancho(vv, 2) = width2;

    ancho(vv, 3) = width3;

    Les(vv, 1) = L;

end

niceplotT

plot(Les(1 : 26), 1e15 * ancho(1 : 26, 1), 'b')

hold on

plot(Les(1 : 65), 1e15 * ancho(1 : 65, 2), ' - - r')

plot(Les, 1e15 * ancho(:, 3), ' - . g')

xlabel('Distancia(m)')

ylabel('FWHM(fs)')

legend('20fs', '50fs', '100fs')

```

```
axis([0101800])
```

Cálculo del campo de un pulso de 100fs con respecto a la distancia que recorre dentro de una fibra óptica

```
for vv = 1 : 101
```

```
    L = (vv - 1) * 10e - 3;
```

```
    disppulse final
```

```
    Efield(:, vv) = abs(eift3');
```

```
    ancho(vv, 1) = width3;
```

```
    Les(vv, 1) = L;
```

```
    time = t;
```

```
end
```

```
niceplot T
```

```
contour(Les, 1e15 * time, Efield, 'k')
```

```
hold on
```

```
imagesc(Les, 1e15 * time, Efield)
```

```
plot(Les, 1e15 * ancho/2, ' - - k')
```

```
plot(Les, -1e15 * ancho/2, ' - - k')
```

```
xlabel('Distancia(m)')
```

```
ylabel('Tiempo(fs)')
```

```
zlabel('Campoelectrico(U.Arb.)')
```

colorbar

Los códigos anteriores obtienen información del siguiente código, que es donde insertamos el parámetro de dispersión de la fibra óptica (obtenido del fabricante) para calcular el parámetro β_2 , y los valores como la duración del pulso y la distancia a propagarse

$$t = (-1000 : 1 : 2000) * 1e - 15;$$

$$frec = (1 : size(t, 2)) / (t(end) - t(1));$$

$$lamda = (3e8 ./ (frec));$$

$$lam = 800e - 9;$$

$$w = 2 * pi * 3e8 ./ lam;$$

$$k0 = 2 * pi ./ lamda;$$

$$c = 3e8;$$

$$fa = (2 * log(2))^2;$$

$$tau1 = 20e - 15 / fa;$$

$$tau2 = 50e - 15 / fa;$$

$$tau3 = 100e - 15 / fa;$$

$$lamtemp = lamda * 1e9;$$

$$D = paradisp(lamtemp) * 1e - 12 / 1e3 * 1e - 9;$$

$$beta2 = -D .* lamda.^2 / 2 * pi * c;$$

$$E1 = \exp(-t.^2/(2 * \tau_1^2)) * \exp(\sqrt{-1} * w * t);$$

$$eft1 = fft(E1);$$

$$E2 = \exp(-t.^2/(2 * \tau_2^2)) * \exp(\sqrt{-1} * w * t);$$

$$eft2 = fft(E2);$$

$$E3 = \exp(-t.^2/(2 * \tau_3^2)) * \exp(\sqrt{-1} * w * t);$$

$$eft3 = fft(E3);$$

$$phase1 = eft1 * \exp((-sqrt(-1)/2) * \beta_2 * (2 * \pi * f_{rec} - w).^2 * L);$$

$$eift1 = ifft(phase1);$$

$$phase2 = eft2 * \exp((-sqrt(-1)/2) * \beta_2 * (2 * \pi * f_{rec} - w).^2 * L);$$

$$eift2 = ifft(phase2);$$

$$phase3 = eft3 * \exp((-sqrt(-1)/2) * \beta_2 * (2 * \pi * f_{rec} - w).^2 * L);$$

$$eift3 = ifft(phase3);$$

$$width1 = fwhm1(t, abs(eift1));$$

$$width2 = fwhm1(t, abs(eift2));$$

$$width3 = fwhm1(t, abs(eift3));$$

Bibliografía

- [1] Orfanidis Sophocles J. *Electromagnetic Waves and Antennas*. 2008.
- [2] Enrique Castro Camus. *Polarisation resolved terahertz time domain spectroscopy*. PhD thesis, Oxford University, 2006.
- [3] Peter R. Smith and David H. Auston. Subpicosecond photoconducting dipole antennas. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 24:255–260, 1988.
- [4] E. Castro-Camus, J. Lloyd-Hughes, M. B. Johnston, M. D. Fraser, H. H. Tan, and C. Jagadish. Polarization-sensitive terahertz detection by multicontact photoconductive receivers. *Applied Physics Letters*, 86(25):254102, 2005.
- [5] Eric R. Mueller. Terahertz radiation: Applications and sources. *THE INDUSTRIAL PHYSICIST*, 2003.
- [6] J. M. Chamberlain. Where optics meets electronics: Recent progress in decreasing the terahertz gap. *Philosophical Transactions: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 362(1815):199–213, 2004.

- [7] E. Castro-Camus and M.B. Johnston. Conformational changes of photoactive yellow protein monitored by terahertz spectroscopy. *Chemical Physics Letters*, 455(4-6):289 – 292, 2008.
- [8] Lightsources.org. Terahertz radiation or t-rays.
- [9] B. B. Hu and M. C. Nuss. Imaging with terahertz waves. *Opt. Lett.*, 20(16):1716–1718, 1995.
- [10] K Kawase, Y Ogawa, Y Watanabe, and H Inoue. Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints. *OPTICS EXPRESS*, 11(20):2549–2554, OCT 6 2003.
- [11] Michael C. Kemp, P. F. Taday, Bryan E. Cole, J. A. Cluff, Anthony J. Fitzgerald, and William R. Tribe. Security applications of terahertz technology. volume 5070, pages 44–52. SPIE, 2003.
- [12] Yasuyuki Morita, Adrian Dobroiu, Kodo Kawase, and Chiko Otani. Terahertz technique for detection of microleaks in the seal of flexible plastic packages. *Optical Engineering*, 44(1):019001, 2005.
- [13] Samir Rihani, Richard Faulks, Harvey Beere, Hideaki Page, Ian Gregory, Michael Evans, David A. Ritchie, and Michael Pepper. Effect of defect saturation on terahertz emission and detection properties of low temperature gas photoconductive switches. *Applied Physics Letters*, 95(5):051106, 2009.

- [14] Masayoshi Tonouchi. Cutting-edge terahertz technology. *Nature Photonics*, 1, 2007.
- [15] Hai-Bo Liu, Yunqing Chen, Glenn J. Bastiaans, and X.-C. Zhang. Detection and identification of explosive rdx by thz diffuse reflection spectroscopy. *Opt. Express*, 14(1):415–423, 2006.
- [16] John F Federici, Brian Schulkin, Feng Huang, Dale Gary, Robert Barat, Filipe Oliveira, and David Zimdars. Thz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs. *Semiconductor Science and Technology*, 20(7):S266, 2005.
- [17] Liu H.-B. Y. Chen G. J. Bastiaans and X.-C. Zhang. Detection and identification of explosive rdx by thz diffuse reflection spectroscopy. *OPTICS EXPRESS*, 14, 2006.
- [18] D. Grischkowsky, Søren Keiding, Martin van Exter, and Ch. Fattinger. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors. *J. Opt. Soc. Am. B*, 7(10):2006–2015, 1990.
- [19] V. G. Bespalov, A. A. Gorodetski?, I. Yu. Denisyuk, S. A. Kozlov, V. N. Krylov, G. V. Lukomski?, N. V. Petrov, and S. É. Putilin. Methods of generating superbroadband terahertz pulses with femtosecond lasers. *J. Opt. Technol.*, 75(10):636–642, 2008.
- [20] Y. C. Shen, P. C. Upadhyya, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, I. S. Gregory, C. Baker, W. R. Tribe, and M. J. Evans. Generation and detection of ultrabroadband terahertz radiation using photoconductive emitters and receivers. *Applied Physics Letters*, 85(2):164–166, 2004.

- [21] P. Uhd Jepsen, R. H. Jacobsen, and S. R. Keiding. Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13(11):2424–2436, 1996.
- [22] D. H. Auston and K. P. Cheung. Coherent time-domain far-infrared spectroscopy. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2(4):606–612, 1985.
- [23] M. Bass, P. A. Franken, J. F. Ward, and G. Weinreich. Optical rectification. *Phys. Rev. Lett.*, 9(11):446–448, Dec 1962.
- [24] MB Johnston, A Dowd, R Driver, EH Linfield, AG Davies, and DM Whittaker. Emission of collimated THz pulses from photo-excited semiconductors. *SEMICONDUCTOR SCIENCE AND TECHNOLOGY*, 19(4, Sp. Iss. SI):S449–S451, APR 2004.
- [25] M. B. Johnston, D. M. Whittaker, A. Corchia, A. G. Davies, and E. H. Linfield. Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces. *Phys. Rev. B*, 65(16):165301, Mar 2002.
- [26] J. Lloyd-Hughes, E. Castro-Camus, M. D. Fraser, C. Jagadish, and M. B. Johnston. Carrier dynamics in ion-implanted gaas studied by simulation and observation of terahertz emission. *Phys. Rev. B*, 70(23):235330, Dec 2004.
- [27] Y. C. Shen, P. C. Upadhyaya, E. H. Linfield, H. E. Beere, and A. G. Davies. Ultrabroadband terahertz radiation from low-temperature-grown gaas photoconductive emitters. *Applied Physics Letters*, 83(15):3117–3119, 2003.

- [28] Toshiaki Hattori, Satoshi Arai, and Keiji Tukamoto. Ultrafast electron dynamics in gaas and inp studied by time-resolved terahertz emission spectroscopy. *Japanese Journal of Applied Physics*, 43(11A):7546–7551, 2004.
- [29] Tze-An Liu, Masahiko Tani, Makoto Nakajima, Masanori Hangyo, Kiyomi Sakai, Shinichi Nakashima, and Ci-Ling Pan. Ultrabroadband terahertz field detection by proton-bombarded inp photoconductive antennas. *Opt. Express*, 12(13):2954–2959, 2004.
- [30] J. T. Darrow, B. B. Hu, X.-C. Zhang, and D. H. Auston. Subpicosecond electromagnetic pulses from large-aperture photoconducting antennas. *Opt. Lett.*, 15(6):323–325, 1990.
- [31] Tze-An Liu, Masahiko Tani, Makoto Nakajima, Masanori Hangyo, and Ci-Ling Pan. Ultrabroadband terahertz field detection by photoconductive antennas based on multi-energy arsenic-ion-implanted gaas and semi-insulating gaas. *Applied Physics Letters*, 83(7):1322–1324, 2003.
- [32] Martin van Exter, Ch. Fattinger, and D. Grischkowsky. High-brightness terahertz beams characterized with an ultrafast detector. *Applied Physics Letters*, 55(4):337–339, 1989.
- [33] E. Castro-Camus, L. Fu, J. Lloyd-Hughes, H. H. Tan, C. Jagadish, and M. B. Johnston. Photoconductive response correction for detectors of terahertz radiation. *Journal of Applied Physics*, 104(5):053113, 2008.
- [34] Martin van Exter, Ch. Fattinger, and D. Grischkowsky. Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor. *Opt. Lett.*, 14(20):1128–1130, 1989.

- [35] A. Boboc, M. Gelfusa, A. Murari, P. Gaudio, and JET-EFDA Contributors. Recent developments of the jet far-infrared interferometer-polarimeter diagnostic. *Review of Scientific Instruments*, 81(10):10D538, 2010.
- [36] J H Vuolo and R M O Galvao. Linear birefringence and optical activity in the far-infrared propagation in a tokamak. *Plasma Physics*, 25(11):1215, 1983.
- [37] B.E.A. Saleh and M.C. Teich, editors. *Fundamentals of photonics*. Wiley, 1991.
- [38] Jean-Claude Diels and Wolfgang Rudolph, editors. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. AP, 2006.
- [39] Govind P. Agrawal, editor. *Nonlinear Fiber Optics*. ACADEMIC PRESS, 2001.
- [40] Warren J. Smith, editor. *Modern Optical Engineering*. McGraw-Hill, 2000.
- [41] Ajoy Ghatak and K.Thyagarajan, editors. *INTRODUCTION TO Fiber Optics*. CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 1998.
- [42] Rosete-Aguilar M., Estrada-Silva F.C., Bruce N.C., Román-Moreno C.J., and Ortega-Martínez. Calculation of temporal spreading of ultrashort pulses propagating through optical glasses. *Revista Mexicana de Física*, 54(2):141–148, 2008.
- [43] NKT. Lma-10 endlessly single-mode 10 μm core fiber, 2010.