



Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica

Esquema sensor-detector de campos eléctricos utilizando retardadores electroópticos de Niobato de Litio (LiNbO₃.)

por

M.C. María del Rocío Ricardez Trejo

Tesis sometida como requisito parcial para obtener el grado de
Doctor en Ciencias en la especialidad en Óptica
en el Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica

Supervisada por:

Dr. Celso Gutiérrez Martínez, INAOE

San Andrés Cholula, Puebla

©INAOE 2022

El autor otorga al INAOE el permiso de
reproducir y distribuir copias en su totalidad o en
parte de esta tesis



Esquema sensores-detectores de campo eléctrico utilizando retardadores electroópticos de LiNbO_3 .

Tesis de Doctorado

Por:

María del Rocío Ricardez Trejo

Asesor:

Dr. Celso Gutiérrez Martínez

Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica

*A mi familia y mi pareja que me ha apoyado en todo momento
y me ha impulsado a ser mejor.*

AGRADECIMIENTOS

Al Dr. Celso Gutiérrez Martínez por asesorarme a lo largo del desarrollo de la tesis, por su dirección y todas sus observaciones y sus comentarios que me dejan una clara enseñanza en la vida.

Agradezco al Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE) y al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por brindar sus instalaciones, personal, servicios y apoyo financiero durante mis estudios para desarrollar este trabajo.

RESUMEN

La detección y medición de campos eléctricos producidos por diferentes fuentes, incluidos equipos de energía eléctrica, líneas de transmisión de alto voltaje o equipos de telecomunicaciones, es un campo en evolución constante, proponiendo nuevas técnicas, así como instrumentación innovadora. La medición clásica de campos eléctricos mediante sensores electrónicos, eléctricos o electromecánicos utiliza cables metálicos para su interconexión con el equipo de medición y registro. Una condición inherente a la utilización de conductores metálicos es que las mediciones sufren disturbios, distorsiones y susceptibilidad al ruido e interferencia, lo que dificulta una medición precisa de los campos eléctricos observados. Las técnicas optoelectrónicas, que se vienen estudiando desde hace varios años, utilizan sensores dieléctricos y transmisión por fibra óptica, lo que disminuye de manera significativa los problemas asociados a la transmisión por conductores metálicos.

Las técnicas optoelectrónicas utilizan sensores electroópticos, los cuales detectan el campo eléctrico y modulan la luz que se propaga a través de ellos. La luz modulada por el campo eléctrico se transmite por fibra óptica hasta el extremo receptor donde un fotoreceptor detecta y demodula el campo eléctrico medido. Un sensor electroóptico es un cristal con propiedades ópticas que se modifican en presencia de voltajes o campos eléctricos. Algunos ejemplos de estos materiales son el disodiodihidrógeno fosfato (KDP), el niobato de litio (LiNbO_3), el óxido de bismuto germanio (BGO) y el bismuto de silicio óxido (BSO). Uno de los materiales más utilizados es el LiNbO_3 .

En este trabajo de tesis, se desarrolla un esquema optoelectrónico para sensar y detectar campos eléctricos. El esquema se basa en la generación y modulación de retardos ópticos, en una alternativa a los esquemas clásicos basados en modulación de intensidad. El esquema propuesto utiliza retardadores electroópticos de LiNbO_3 , los cuales aprovechan la birrefringencia del material para la generación de retardos ópticos. En el esquema desarrollado, los campos eléctricos sensados modulan un retardo óptico que se transmite por un canal óptico. En el lado receptor, la detección y demodulación del retardo óptico se realiza mediante la medición de la autocorrelación de la luz recibida. La autocorrelación óptica se traduce en un patrón de franjas de interferencia y el campo eléctrico sensado se recupera como una variación de intensidad luminosa mediante un fotodetector. La mayoría de esquemas sensores de campo eléctrico reportados en la literatura, con frecuencia utilizan dispositivos electroópticos provistos de electrodos. Sin embargo, los electrodos perturban al campo eléctrico sensado. Para disminuir los efectos de los electrodos en la medición, la utilización de sensores sin electrodos resulta más conveniente. En esta tesis se desarrolla un esquema sensor-detector de campo eléctrico que utiliza un sensor electroóptico desprovisto de electrodos.

En la configuración del esquema sensor-detector desarrollado, se utilizan retardadores ópticos en LiNbO_3 configurados como interferómetros Mach-Zehnder asimétricos (IMZA).

El aporte original de esta tesis es que el esquema sensor-detector propuesto se basa en la utilización dos retardadores electroópticos en serie. Esta configuración es innovadora y se ha reportado por primera vez en la literatura especializada en el tema. En esta arquitectura, el primer retardador es el sensor de campo eléctrico desprovisto de electrodos. El segundo, es el detector-demodulador, el cual está provisto de electrodos. El campo eléctrico sensado se recupera cuando los dos retardadores se adaptan ópticamente; es decir, introducen el mismo valor de retardo óptico. Adicionalmente, la respuesta del esquema sensor-detector se linealiza cuando se aplica un voltaje de sintonía de la función de transferencia electroóptica (FTEO) del detector-demodulador. El principio de funcionamiento y la prueba experimental de este esquema sensor-detector de campo eléctrico ha sido publicado en la literatura especializada y se describe en los capítulos subsecuentes en esta tesis.

Tabla de contenido

Capítulo 1. Introducción	1
1.1 Sensores de campo eléctrico	1
1.1.2 Sensores eléctricos y electrónicos.....	2
1.1.3 Sensores electroópticos	3
1.2 Objetivos de esta tesis	4
1.2.1Objetivo General	4
1.2.3 Objetivos específicos.....	4
1.3 Organización de la tesis.....	5
1.4 Referencias	5
Capítulo 2. Interferometría de dos ondas y generación de retardos ópticos... 7	7
2.1 Introducción	7
2.2 Propiedades estadísticas de la luz.....	8
2.2.1 Intensidad luminosa	9
2.3 Interferencia de dos ondas.....	10
2.4 Interferómetros ópticos	10
2.4.1 Interferómetro por división de frente de onda	11
2.4.2 Coherencia espacial.....	13
2.5 Interferómetros de división de amplitud	13
2.5.1 Interferómetro de Michelson	14
2.5.3 Interferómetro de Michelson iluminado por luz policromática	17
2.5.4 Densidad espectral de potencia	19
2.6 Detección de un retardo óptico	20
2.7 Conclusión	23
2.7 Referencias	23
Capítulo 3.El Niobato de litio (LiNbO₃) y su utilización en retardadores electroópticos basados en interferometría de dos ondas	25
3.1 Introducción	25
3.2 Cristales ópticos isotrópicos y anisotrópicos	26
3.3 El LiNbO ₃ como material óptico uniaxial con propiedades electroópticas	28
3.4 Interferómetros de división de amplitud en tecnologías de óptica integrada	32
3.4.1 Interferómetro de polarización en LiNbO ₃ como retardador óptico	33

3.4.2 Interferómetro Mach-Zehnder como retardador óptico.....	34
3.5 Interferómetro Mach-Zehnder asimétrico como modulador de retardo óptico	36
3.6 Fuentes de ruido en el sensor-detector de campo eléctrico.....	38
3.7 Conclusiones.....	39
3.8 Referencias	39
Capítulo 4. Modelado de un esquema sensor-detector de campo eléctrico basado en retardadores electroópticos en LiNbO₃	41
4.1 Introducción	41
4.2 Esquema sensor-detector de campo eléctrico basado en retardadores ópticos IMZA iluminados con luz coherente.....	42
4.2.1 Modelado del esquema sensor-detector de campo eléctrico iluminado con luz coherente	46
4.3 Esquema sensor-detector de campo eléctrico basado en retardadores ópticos MZA iluminados con luz de baja coherencia.....	49
4.3.1 Modelado de esquema del sensor-detector con luz incoherente	51
4.5 Referencias	54
Capítulo 5. Sensor-detector de campo eléctrico: experimentos y resultados	57
5.1 Introducción	57
5.2 Caracterización de la fuente óptica	58
5.3 Medición de las diferencias de camino óptico	59
5.5 Configuración experimental del sensor-detector	61
5.5.1 Caracterización experimental del proceso de sensado-detección de campo eléctrico.....	63
5.6 Conclusiones.....	67
5.7 Referencias	67
Conclusiones y trabajo a futuro.....	66
Conclusiones	66
Trabajo a futuro.....	67
Trabajos derivados de esta tesis.....	67

Lista de figuras

Capítulo 1:

Figura 1.1. Sensor de campo eléctrico tipo D-Dot [1].....	2
Figura 1.2. Sensor de campo eléctrico de LiNbO_3 basado en el interferómetro Mach-Zehnder [9].....	3

Capítulo 2:

Figura 2.1. Paquetes de onda; a) duración determinada por su tiempo de coherencia; b) espectro de frecuencias.....	9
Figura 2.2. Interferómetro de Young; a) Ondas interferentes, patrón e intensidad de interferencia; b) Relaciones geométricas de los haces que se superponen en el interferómetro.	11
Figura 2.3. Coherencia espacial ilustrada en el interferómetro de Young con una fuente extendida.....	13
Figura 2. 4. Divisor de Haz.....	14
Figura 2.5. Configuración básica de un interferómetro de Michelson.....	14
Figura 2.6. Franjas de interferencia de una fuente óptica monocromática a la salida del interferómetro de Michelson	17
Figura 2.7. Franjas de interferencia a la salida del interferómetro de Michelson cuando se ilumina con luz policromática de perfil gaussiano	19
Figura 2.8. Relación entre coherencia temporal y su densidad espectral de potencia de un haz luminoso.	20
Figura 2.9. Transmisión-recepción de un retardo óptico. El retardo generado por el transmisor es analizado por el interferómetro receptor	21
Figura 2.10. Paquetes de franjas de interferencia a la salida de un esquema transmisor-receptor de retardos ópticos.....	22

Capítulo 3:

Figura 3.1. Materiales ópticos; a) estructura cristalina; b) celda unitaria de un cristal óptico.....	26
Figura 3.2. Estructuras cristalinas de materiales ópticos; a) cúbica, materiales isotrópicos; b) materiales anisotrópicos uniaxiales; c) materiales anisotrópicos biaxiales	27
Figura 3.3. Elipsoide de índices de refracción del LiNbO_3	29
Figura 3.4. Variación de la elipse de índices de refracción en el LiNbO_3 en presencia de un campo eléctrico.	31
Figura 3.5. Interferómetro de polarización basado en un cristal birrefringente de LiNbO_3	33

Figura 3.6. Interferómetro Mach-Zehnder configurado con guías de onda asimétricas en un cristal de LiNbO ₃	34
Figura 3.7. Patrón de interferencia generada por un retardador óptico.....	35
Figura 3.8. Sensor de campos eléctricos mediante IMZA en LiNbO ₃	37
Figura 3.9. Función de transferencia de intensidad óptica de la modulación de retardo óptico.	38

Capítulo 4:

Figura 4.1. Esquema sensor-detector de campos eléctricos mediante dos retardadores ópticos en serie.....	43
Figura 4.2. Función de transferencia electroóptica: a la salida del sensor de campo eléctrico (trazo negro continuo) y a la salida del detector (trazo rojo discontinuo). El campo eléctrico sensado en la región no lineal es recuperado en la región no lineal del detector demodulador.....	44
Figura 4.3. Función de transferencia de intensidad óptica a la salida del esquema sensor-detector. La aplicación de un voltaje de sintonía no desplaza el punto de cuadratura hacia $E_x = 0$, y la respuesta del esquema permanece no-lineal.....	46
Figura 4.4. Ventana inicial del programa de modelado de esquemas sensor-detector de campo eléctrico	47
Figura 4.5. Modelado de los parámetros operativos del sensor-detector de campo eléctrico.....	47
Figura 4.6. Modelado de la respuesta del esquema sensor-detector de campo eléctrico iluminado con luz coherente	48
Figura 4.7. Modelado de la respuesta del esquema sensor-detector de campo eléctrico iluminado con luz y voltaje de sintonía en el retardador detector.....	49
Figura 4.8. Función de transferencia óptica en el retardador detector; a) detección alrededor del máximo de la función de transferencia; b) desplazamiento al punto de cuadratura para una detección lineal	50
Figura 4.9. Ventana del programa de modelado del esquema sensor-detector de campo eléctrico iluminado con luz de baja coherencia.	51
Figura 4.10. Modelado de los parámetros operativos del sensor-detector de campo eléctrico.....	52
Figura 4.11. Modelado de la respuesta del esquema sensor-detector de campo eléctrico iluminado con luz de baja coherencia.	52
Figura 4.12. Modelado de la respuesta del esquema sensor-detector de campo eléctrico cuando la función de transferencia a la salida del detector se sintoniza al punto de cuadratura. El campo eléctrico es recuperado en su forma de onda original.	53

Capítulo 5:

Figura 5.1. Esquema de medición automatizada de longitudes de coherencia óptica mediante el interferómetro de Michelson	58
---	----

Figura 5.2. Caracterización de la fuente óptica DSL; a) espectro de emisión en la banda de 1300 nm; b) autocorrelación del diodo superluminiscente y su longitud de coherencia.....	59
Figura 5.3. Medición de la diferencia de camino óptico introducida por el retardador sensor de campo eléctrico.....	60
Figura 5.4. Medición de las diferencias de camino óptico de los retardadores sensor-detector en serie.....	60
Figura 5.5. Autocorrelación óptica del esquema del sensor-detector de campo eléctrico configurado por IMZAs en serie	61
Figura 5.6. Esquema experimental del sensor-detector de campo eléctrico	62
Figura 5.7. Función de transferencia óptica recibida a la salida del retardador detector para un voltaje -3 a 3 VCD en los electrodos de sintonización	63
Figura 5.8. Campo eléctrico detectado por el esquema experimental propuesto..	65
Figura 5.9. Respuesta experimental del esquema sensor-detector de campo eléctrico que muestra la relación experimental de voltaje de salida-campo eléctrico sensado.....	66

Capítulo 1. Introducción

1.1 Sensores de campo eléctrico

La medición de campos eléctricos producidos por diferentes fuentes, incluidos equipos de generación de energía eléctrica, líneas de transmisión de alto voltaje, equipos de telecomunicaciones e interferencias electromagnéticas, tienen gran importancia en los sistemas industriales, comerciales y científicos. En este contexto, la medición de campos eléctricos es un aspecto práctico fundamental en la metrología e instrumentación.

Un equipo sensor de campo eléctrico es un instrumento diseñado para detectar y medir campos eléctricos en ambientes electromagnéticos asociados a la operación de equipos eléctricos y electrónicos.

En el área de sensar y medir campos eléctricos, se han desarrollado varios tipos de sensores eléctricos, electrónicos y electromecánicos, cuyas señales se envían por conductores metálicos hacia los equipos de medición; en el trayecto, las señales son susceptibles de interferencia electromagnética, además están sujetas a diferencias de potencial y a inducción de ruido electromagnético. La detección mediante sensores ópticos y la transmisión de la señal mediante fibra óptica minimizan los efectos adversos de la transmisión por conductores metálicos, debido a que son materiales dieléctricos que presentan una alta inmunidad al ruido y la interferencia electromagnética.

Existen diversas técnicas de medición y detección de campos eléctricos, en los siguientes párrafos se hace una breve revisión de algunas de ellas.

1.1.2 Sensores eléctricos y electrónicos

A finales de la década de los 70's fue diseñado el sensor D-Dot, este sensor funciona captando el campo eléctrico a través de una antena y enviando la señal a un osciloscopio para monitorear la salida del sensor [1]. El sensor tiene una estructura simple, consta de una placa de montaje, un conector coaxial y un elemento central de metal sólido que funciona como antena. El soporte estructural lo proporciona una carcasa cilíndrica de plástico, tal como se muestra en la figura 1.1.

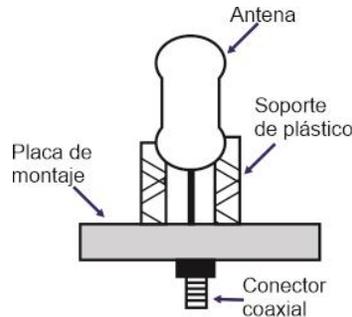


Figura 1.1. Sensor de campo eléctrico tipo D-Dot [1]

Inicialmente fue una alternativa novedosa para la detección de campos eléctricos, sin embargo, requiere algunos componentes metálicos independientes como el cable eléctrico para la transmisión de la señal, por lo que se puede producir interferencia electromagnética y distorsión en los campos eléctricos sensados [2].

Otra alternativa es la implementación de dos placas paralelas para la detección del campo eléctrico. El dispositivo reportado en [3], tiene la forma de un capacitor de placas paralelas que actúan como detector. El sensor tiene un filtro pasa bajos que permite extraer el campo eléctrico detectado. La salida del filtro se transmite mediante una línea de transmisión de alta resistividad a un voltímetro digital para obtener la lectura de la medición. Sin embargo, debido a la presencia de las interferencias electromagnéticas en los componentes metálicos, es posible que el campo eléctrico no se detecte linealmente.

Para mejorar la sensibilidad del sensor capacitivo se han estudiado estructuras coplanares como las reportadas en [4] y [5]. Este sensor capacitivo coplanar está compuesto por electrodos separados a una corta distancia; los electrodos se dividen en electrodos de conducción y electrodos de detección. Aunque presentan una mejor sensibilidad, un alto campo eléctrico podría destruir alguno de los electrodos.

Debido a los problemas que presentan los sensores eléctricos y electrónicos, se han estudiados alternativas de medición electroópticas

1.1.3 Sensores electroópticos

La detección de campos eléctricos mediante sensores ópticos, la modulación de luz láser y su transmisión por fibra óptica contribuyen a disminuir la interferencia y distorsión de los campos eléctricos sensados. Como los sensores electroópticos y la fibra óptica se fabrican con materiales dieléctricos, las señales de campo eléctrico son más inmunes a la interferencia electromagnética y presentan menor susceptibilidad al ruido. Adicionalmente, los puntos de medición y registro se benefician de aislamiento galvánico, sin importar la diferencia de potencial entre ellos. Además, las fibras ópticas presentan muy baja atenuación, de manera que hacen posible la transmisión de las señales sensadas a distancias mayores en comparación con las permitidas por los conductores metálicos.

Los sensores electroópticos han sido estudiados y desarrollados debido a la capacidad de medir altos voltajes y campos eléctricos intensos [5, 6]. Los cristales que se utilizan principalmente en estos sensores son dihidrogenofosfato de potasio (KDP), óxido de bismuto germanio (BGO), bismuto de silicio óxido (BSO) y Niobato de Litio (LiNbO_3) [8]. En el caso del KDP, el índice de refracción depende significativamente de la temperatura por lo que presenta una inestabilidad que requiere compensación al ser utilizado como sensor de alto voltaje. Por el lado del BGO y del BSO, los coeficientes electroópticos son pequeños, del orden de $1.03 \times 10^{-12} \text{ m/v}$ y $5 \times 10^{-12} \text{ m/v}$, respectivamente, lo que ocasiona que los sensores de campo eléctrico en este material resulten de dimensiones grandes. El cristal de LiNbO_3 , en comparación con los cristales de KDP, BGO y BSO, ofrece propiedades ópticas más estables y puede soportar altas temperaturas; exhibe un efecto electroóptico con coeficientes electroópticos grandes ($30,9 \times 10^{12} \text{ m/v}$ y $8,6 \times 10^{12} \text{ m/v}$), por lo que es el cristal más utilizado para la realización de sensores de campo eléctrico [8].

Una configuración ampliamente estudiada fue propuesta por primera vez en 1980 [2] y es un sensor de campo eléctrico de LiNbO_3 basado en el interferómetro Mach-Zehnder (IMZ) [8].

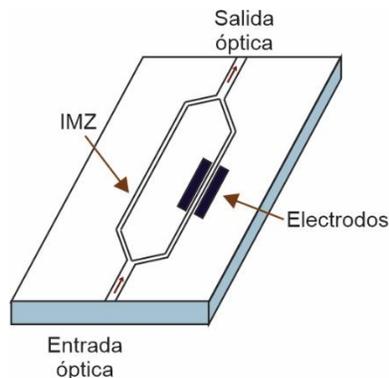


Figura 1.2. Sensor de campo eléctrico de LiNbO_3 basado en el interferómetro Mach-Zehnder [9]

Un sensor de campo eléctrico en LiNbO_3 como interferómetro Mach-Zehnder con electrodos se describe en [9]. Los electrodos del modulador generalmente están separados por solo unas pocas decenas de micrometros para una alta sensibilidad, sin embargo, un campo eléctrico transitorio de alta intensidad podría destruir fácilmente el sensor debido a la corta separación de los electrodos.

Otro tipo de sensores de LiNbO_3 que se han descrito, presentan una antena conectada a los electrodos del modulador para captar el campo eléctrico y aumentar la sensibilidad el sensor [10], algunos sensores utilizan una antena de parche [2] o antenas de sonda tipo placa [11].

El estudio y análisis de sensores de campo eléctrico sin electrodos ha tenido gran interés en los últimos años [11– 13]. Debido a las características dieléctricas del LiNbO_3 y a que la fibra óptica es inmune a la interferencia electromagnética, el sensor electro-óptico de LiNbO_3 sin electrodos es una alternativa más eficaz para la medición más precisa de campos eléctricos.

En el contexto de esta tesis, se desarrolla experimentalmente un esquema sensor-detector de campos eléctricos basados en modulación de retardos ópticos, en una alternativa novedosa a los esquemas clásicos basados en modulación de intensidad óptica. El esquema propuesto utiliza retardadores electroópticos de LiNbO_3 , en configuración de interferómetro Mach-Zehnder asimétrico (IMZA). Los campos eléctricos sensados modulan un retardo óptico que se transmite por un canal óptico. En el lado receptor, la detección y demodulación del retardo óptico se realiza mediante un segundo IMZA, el cual presenta el mismo retardo que el sensor. El retardo óptico recibido se convierte en modulación de intensidad y un fotodetector permite recuperar el campo eléctrico sensado. Un aporte original del esquema desarrollado es que el retardador en recepción está provisto de electrodos, los cuales permiten linealizar la respuesta del esquema sensor-detector. Esto se consigue cuando en los electrodos se aplica un voltaje de sintonía, el cual permite centrar la función de transferencia electroóptica en el punto de cuadratura. De esta manera, el campo eléctrico sensado se linealiza, sin importar si fue sensado en la región lineal o no lineal de la FTEO del dispositivo sensor.

1.2 Objetivos de esta tesis

1.2.1 Objetivo General

- Estudio teórico, modelado y desarrollo experimental de un esquema sensor-detector de campo eléctrico basado en retardadores electroópticos de Niobato de Litio (LiNbO_3).

1.2.3 Objetivos específicos

- La generación de un modelo para un esquema sensor-detector de campos eléctricos basado en la modulación y detección de retardos ópticos.

- El modelado de sensores electroópticos basados en estructuras interferométricas Mach-Zehnder asimétricas (IMZA)
- El estudio de técnicas de linealización de esquemas sensores de campo eléctrico basados en retardadores electroópticos de LiNbO_3 .
- El montaje de una plataforma experimental de esquemas sensores de campo eléctrico basados en retardadores electroópticos de LiNbO_3 .

1.3 Organización de la tesis

Este trabajo de tesis está organizado de la siguiente forma:

En el capítulo 1 se describe los antecedentes los objetivos y metas de esta tesis.

En el capítulo 2 se explican las características estadísticas de la luz y el interferómetro por división de amplitud de Michelson como base conceptual para el estudio de interferómetros basados en retardadores electroópticos de LiNbO_3 . Estos retardadores electroópticos se utilizan como sensores y detectores de campo eléctrico.

En capítulo 3 se describe el cristal electroóptico de Niobato de Litio, sus características y funcionamiento como modulador de retardo óptico para la detección de campos eléctricos

En el capítulo 4 se presenta el modelado esquema sensor-detector de campo eléctrico configurado con interferómetros Mach-Zehnder asimétricos, su caracterización y la linealización de su respuesta.

En el capítulo 5 se presenta el esquema experimental sensor-detector de campo eléctrico configurado con interferómetros Mach-Zehnder asimétricos, la caracterización de cada uno de los cristales y la detección del campo.

En conclusiones y trabajo a futuro se resumen los resultados alcanzados al término de esta tesis y se enlistan actividades de trabajo futuro. Por último, se anexan los artículos y trabajos de congreso que se generaron como resultado de esta tesis.

1.4 Referencias

- [1] H. Zhang, Y. Zhou, L. Shi, R. Ma, and Z. Huang, "Design of Electric Field Sensors for Measurement of Electromagnetic Pulse," *Sensors & Transducers*, vol. 162, no. 1, pp. 131–135, 2014.
- [2] H. Lu, Y. Li, and J. Zhang, "Design and Analysis of Broadband LiNbO_3 Optical Waveguide Electric Field Sensor with Tapered Antenna," *sensors*, vol. 21, pp. 1–14, 2021, doi: 10.3390/s21113672.
- [3] G. Lee, J. Y. Kim, G. Kim, and J. H. Kim, "Surface-integrated electric field sensor for the detection of high-voltage power lines," *Sensors*, vol. 21, no. 24, 2021, doi: 10.3390/s21248327.

-
- [4] Y. Huang, Z. Zhan, and N. Bowler, "Optimization of the coplanar interdigital capacitive sensor," *AIP Conf. Proc.*, vol. 1806, no. February, 2017, doi: 10.1063/1.4974695.
- [5] H. Lei *et al.*, "An electric field microsensors with mutual shielding electrodes," *Micromachines*, vol. 12, no. 4, 2021, doi: 10.3390/mi12040360.
- [6] J. E. Toney *et al.*, "Advanced materials and device technology for photonic electric field sensors," *Proc. SPIE*, vol. 851904, no. October 2012, 2012, doi: 10.1117/12.930740.
- [7] M. Huang and M. Lu, "High sensitivity bulk electro-optic modulator field sensor for high voltage environments," *Sci. INSTRUMENTS*, vol. 75, no. 12, pp. 5364–5366, 2004, doi: 10.1063/1.1818492.
- [8] Q. Yang, S. Sun, R. Han, W. Sima, and T. Liu, "Intense transient electric field sensor based on the electro-optic effect of LiNbO₃," *AIP Adv.*, vol. 107130, no. October 2015, 2015, doi: 10.1063/1.4934720.
- [9] W. C. Wang, H. Lotem, and R. Forber, "Optical electric-field sensors," *Opt. Eng.*, vol. 45, no. December 2006, pp. 1–8, 2006, doi: 10.1117/1.2404611.
- [10] H. Jung, "Integrated-Optic Electric-Field Sensor Utilizing a Ti:LiNbO₃ Y-fed Balanced-Bridge Mach-Zehnder Interferometric Modulator With a Segmented Dipole Antenna," *Opt. Soc. Korea*, vol. 18, no. 6, pp. 739–745, 2014, doi: 10.3807/JOSK.2014.18.6.739.
- [11] H. Jung, "Electro-optic Electric Field Sensor Utilizing Ti : LiNbO₃ Symmetric Mach-Zehnder Interferometers," *Opt. Soc. Korea*, vol. 16, no. 1, pp. 47–52, 2012, doi: <http://dx.doi.org/10.3807/JOSK.2012.16.1.047>.
- [12] C. Gutiérrez-Martínez, "Modeling and experimental electro-optic response of dielectric lithium niobate waveguides used as electric field sensors," *Meas. Sci. Technol.*, 2011, doi: 10.1088/0957-0233/22/3/035207.
- [13] J. Santos-aguilar and C. Gutiérrez-Martínez, "Lithium Niobate (LiNbO₃) Optical Retarders Used as Electric Field Sensors," *Seventh Int. Conf. Sens. Technol. Lithium*, pp. 660–664, 2013, doi: 10.1109/ICSensT.2013.6727735.
- [14] C. Gutiérrez-Martínez, J. Santos-aguilar, J. Meza-Pérez, and M.-D. Adolfo, "Novel Electric Field Sensing Scheme Using Integrated Optics LiNbO₃ Unbalanced Mach – Zehnder Interferometers and Optical Delay-Modulation," *Light. Technol.*, vol. 35, no. 1, pp. 27–33, 2017, doi: 10.1109/JLT.2016.2630003.

Capítulo 2.

Interferometría de dos ondas y generación de retardos ópticos

2.1 Introducción

La interferencia óptica es un fenómeno que consiste en superponer dos o más ondas de luz. Las características de la onda resultante de la superposición dependerán de la frecuencia, coherencia y amplitud de las ondas luminosas originales.

En el campo de la interferometría óptica, comúnmente la interferencia se produce con dos ondas provenientes de la misma fuente luminosa. Los interferómetros ópticos se clasifican en división de frente de onda o división de amplitud; los ejemplos más conocidos son los interferómetros de Young y de Michelson, respectivamente [1, 2].

El interferómetro de Michelson, que se basa en la división de amplitud de una onda incidente, tiene múltiples aplicaciones en el campo de la óptica; uno de los usos más comunes es la medición de las propiedades estadísticas de la luz. Las propiedades estadísticas de coherencia y correlación óptica se determinan al dividir la amplitud de la onda luminosa y retardar entre sí los dos haces resultantes [3].

En este capítulo se describe el interferómetro de Michelson como retardador óptico, una vez que permite dividir un haz luminoso en dos ondas que se propagan por trayectorias distintas. En los capítulos posteriores se describe la generación de retardos ópticos mediante interferómetros de división de amplitud en tecnología de óptica integrada basados en cristales electroópticos de Niobato de Litio (LiNbO_3). Adicionalmente los retardos ópticos se utilizan para sensar y detectar campos eléctricos, aprovechando el efecto electroóptico en el LiNbO_3 . Como base teórica fundamental, en este capítulo se describen los principios básicos de las propiedades estadísticas de coherencia y correlación de la luz, las cuales pueden medirse

mediante interferometría de división de amplitud utilizando un interferómetro de Michelson de barrido (IMB).

2.2 Propiedades estadísticas de la luz

La luz es una onda electromagnética descrita por su frecuencia, amplitud y dirección de propagación [1]. Una onda luminosa monocromática está definida por:

$$U(r, t) = Ue^{j(kr - \omega t)} \quad 2.1$$

Donde U representa la amplitud compleja de la onda plana y $(kr - \omega t)$ es la fase; t el tiempo, r es la posición en la dirección de propagación. El número de onda k está relacionado con la longitud de onda λ por

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

La frecuencia angular de la onda ω esta dada por

$$\omega = 2\pi f \quad 2.3$$

Donde f es la frecuencia de oscilación de la onda luminosa. La velocidad de propagación de la luz c relaciona la frecuencia y longitud de onda

$$c = f\lambda \quad 2.4$$

Una onda luminosa ideal es una onda completamente monocromática que sigue el modelo de las ecuaciones 2.1 a 2.4. De manera general, la luz monocromática o policromática se comporta como un paquete de onda y puede modelarse mediante la suma de ondas sinusoidales puras; el espectro de frecuencia representa el conjunto de frecuencias armónicas de una oscilación de frecuencia fundamental f_0 . Las fuentes luminosas emiten paquetes de onda en un proceso aleatorio; la duración de los paquetes depende del tiempo de coherencia de la emisión luminosa [4].

Un haz de luz generado por una fuente óptica (LED o laser) puede representarse como una sucesión de paquetes de onda con tiempo de coherencia τ_c , como se ilustra en la figura 2.1 [4].

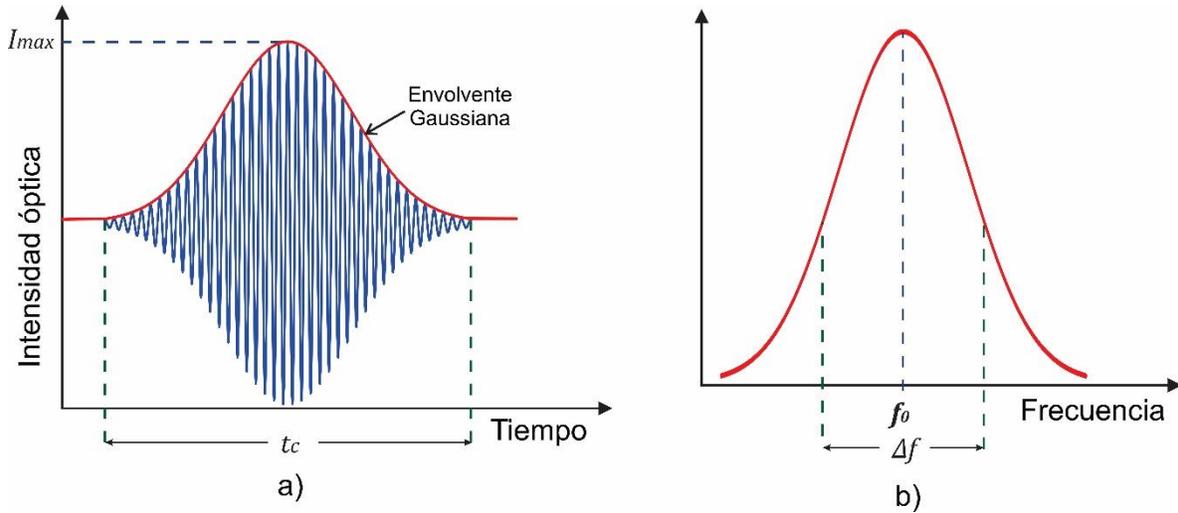


Figura 2.1. Paquetes de onda; a) duración determinada por su tiempo de coherencia; b) espectro de frecuencias.

Los paquetes de onda se pueden considerar como una superposición de ondas sinusoidales con duración τ_c y frecuencia central f_0 [1]. Un ejemplo de un paquete de onda con envolvente gaussiana se ilustra en la figura 2.1, tanto en su distribución temporal (figura 2.1a), como su espectro de frecuencia (figura 2.1b) [4]. El intervalo de frecuencias Δf , alrededor de la frecuencia central (f_0), es el ancho espectral de la emisión luminosa (full width at half máximo, FWHM) y está dado por

$$\Delta f \approx 1/\tau_c \quad 2.5$$

La longitud de coherencia del haz de luz es la dimensión espacial del paquete de onda y está dada por

$$l_c = c \tau_c \quad 2.6$$

2.2.1 Intensidad luminosa

Un haz de luz se puede representar por una función de onda $U(t)$. La intensidad óptica puede calcularse como

$$I(t) = |U(t)|^2 \quad 2.7$$

Normalmente las amplitudes y las fases de las ondas de luz varían con el tiempo de forma aleatoria [5]. Por lo tanto, es más significativo definir la intensidad de la luz como un promedio temporal

$$I(t) = \langle |U(t)|^2 \rangle \quad 2.8$$

Donde el símbolo $\langle * \rangle$ denota el promedio temporal de la función $U(t)$.

2.3 Interferencia de dos ondas

La interferencia óptica se basa en el principio de superposición lineal de ondas electromagnéticas que coinciden en el tiempo y en el espacio.

Para definir la interferencia entre dos ondas que se superponen, considérese dos ondas $U_1(t)$ y $U_2(t)$

$$U_T(t) = U_1(t) + U_2(t) \quad 2.9$$

De la ecuación 2.9, la intensidad luminosa resultante de la superposición está dada por

$$\begin{aligned} I_T &= \langle |U_T(t)|^2 \rangle = \langle |U_1(t) + U_2(t)|^2 \rangle \\ &= \langle |U_1|^2 \rangle + \langle |U_2|^2 \rangle + \langle U_1^*(t)U_2(t) \rangle + \langle U_1(t)U_2^*(t) \rangle \end{aligned} \quad 2.10$$

Los términos $G_{12} = \langle U_1^*(t)U_2(t) \rangle$ y $G_{12}^* = \langle U_1(t)U_2^*(t) \rangle$ en la ecuación anterior representan la interferencia entre las ondas y se conocen como los términos de correlación entre las funciones superpuestas. Si $I_1 = |U_1|^2$; $I_2 = |U_2|^2$, de 2.10 se tiene

$$I_T = I_1 + I_2 + G_{12} + G_{12}^* = I_1 + I_2 + 2Re\{G_{12}\} \quad 2.11$$

La correlación normalizada se define por

$$g_{12} = \frac{G_{12}}{\sqrt{I_1 I_2}} \quad 2.12$$

La intensidad resultante de la interferencia de las dos ondas está dada por

$$\begin{aligned} I_T &= I_1 + I_2 + G_{12} + G_{12}^* = I_1 + I_2 + 2Re\{\sqrt{I_1 I_2} g_{12}\} \\ I_T &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |g_{12}| \cos\varphi \end{aligned} \quad 2.13$$

En la ecuación 2.13, el término $2\sqrt{I_1 I_2} |g_{12}| \cos\varphi$ representa la interferencia de las dos ondas superpuestas.

Por efecto de la variación de la fase de g_{12} , la intensidad resultante presenta máximos y mínimos, lo que genera un patrón de interferencia o interferograma, como resultado de la superposición de las ondas.

2.4 Interferómetros ópticos

Un interferómetro óptico es un instrumento que divide una onda luminosa en dos haces secundarios y cada haz puede propagarse por caminos diferentes para después superponerse y generar interferencia. Los interferómetros se clasifican por la forma en que dividen la onda luminosa, esto puede ser por división de frente de onda o por división de amplitud.

La interferencia entre dos haces luminosos tiene aplicaciones prácticas en la realización de mediciones precisas de espesores y rugosidad de superficies, para medir las propiedades estadísticas de la luz como su tiempo y longitud de coherencia, la homogeneidad de materiales, entre otras [6].

2.4.1 Interferómetro por división de frente de onda

Un interferómetro de división de frente de onda divide una onda luminosa en dos frentes de onda secundarios al pasar por rejillas de difracción. La división de frente de onda se realiza con el interferómetro de Young y por efectos de reflexión o refracción (espejo doble de Fresnel, prisma doble de Fresnel) [2].

El interferómetro de Young es el ejemplo clásico de la división de frente de onda por difracción, figura 2.2a. Este interferómetro está constituido por dos rendijas separadas por una distancia a . Debido a la difracción que sufre el haz incidente por efecto de las rendijas, a la salida de las mismas se generan dos haces secundarios que interferirán conforme se propagan hacia adelante [1]. Como se ilustra en la figura 2.2b, los frentes de onda secundarios recorren distancias diferentes a lo largo del eje vertical. Si se toma como referencia un punto P que se desplaza a lo largo del eje y , se observará un patrón de interferencia compuesto por una serie de franjas claras y oscuras paralelas, con intensidades máximas y mínimas a lo largo del eje vertical. La distribución de las franjas de interferencia se ilustra en la figura 2.2a.

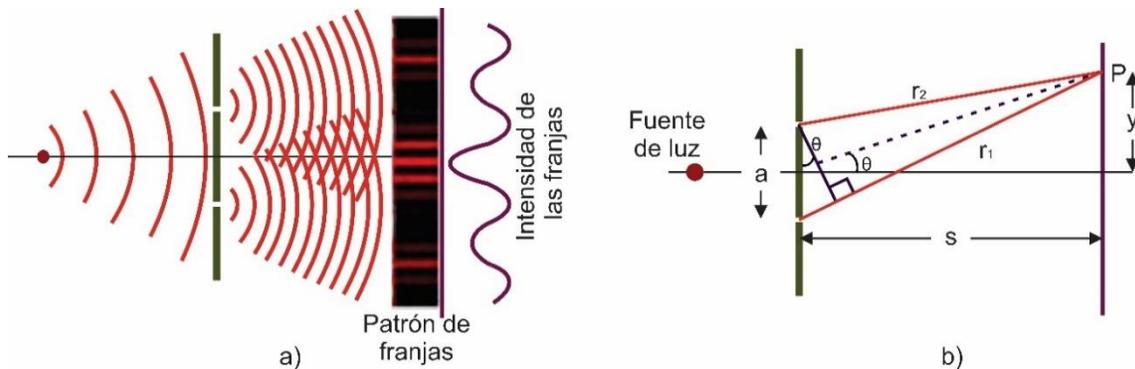


Figura 2.2. Interferómetro de Young; a) Ondas interferentes, patrón e intensidad de interferencia; b) Relaciones geométricas de los haces que se superponen en el interferómetro.

En la figura 2.2b se muestran las trayectorias seguidas por los frentes de onda secundarios. La diferencia de camino óptico generada entre las trayectorias está dada por

$$d = r_1 - r_2 \quad 2.14$$

De acuerdo con la geometría en la figura 2.2b, del triángulo en líneas rojas, es posible calcular la distancia r_1 y del triángulo en líneas azules la distancia r_2 . La diferencia de camino óptico está dada por

$$d = \sqrt{s^2 + \left(y + \frac{a}{2}\right)^2} - \sqrt{s^2 + \left(y - \frac{a}{2}\right)^2} \quad 2.15$$

Mediante una expansión binomial de (2.15) y considerando que la distancia entre el plano que contiene las rendijas y la pantalla de observación es mucho mayor que a y que y ($s \gg a, s \gg y$) [1, 6], entonces, la diferencia de camino óptico puede aproximarse a

$$d \approx \frac{ay}{s} \quad 2.16$$

De acuerdo con la ecuación 2.16, la diferencia de fase entre las dos trayectorias es

$$\theta = \frac{2\pi}{\lambda}(d) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{ay}{s} \right] \quad 2.17$$

Suponiendo que las dos ondas que interfieren presentan la misma intensidad; es decir, $I_1 = I_2 = I_0/2$, la intensidad total, de acuerdo con las ecuaciones 2.13 y 2.17, es

$$I_T = I_0 + I_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{ay}{s} \right]\right) \quad 2.18$$

La interferencia constructiva, es decir, los máximos de intensidad, representados por franjas claras en el patrón de interferencias, se presenta cuando

$$y = \frac{m\lambda s}{a} \quad 2.19$$

La interferencia destructiva o mínimos de intensidad, se presentan cuando

$$y = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda s}{a} \quad 2.20$$

Donde $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

Al aumentar la separación entre las rendijas (a), las franjas de interferencia serán menos visibles, esto se debe a que la fuente de luz pierde coherencia espacial [2]. El interferómetro de Young se utiliza para medir la coherencia espacial de la luz.

El interferómetro de Young también puede ser utilizado para realizar pruebas ópticas en la superficie de lentes y detectar defectos existentes, así como para la medición de índices de refracción. Para ello, la lente debe colocarse en alguna de las trayectorias seguidas por los frentes de onda secundarios. A la salida del interferómetro, las franjas de interferencia pueden ser analizadas para determinar la calidad óptica de la superficie. Esta aplicación ha sido reportada y desarrollada en tesis de grado y artículos [7, 8].

2.4.2 Coherencia espacial

Cuando la diferencia de camino óptico entre dos haces que interfieren es pequeña, la visibilidad de las franjas depende únicamente de la coherencia espacial de la luz.

Si el interferómetro de Young se ilumina con luz proveniente de una fuente óptica extendida ΔS , como se muestra en la figura 2.3 y si la distancia d_1 entre las dos aberturas es pequeña, se podrán observar franjas de interferencia en el plano B . La aparición de franjas de interferencia es resultado de la coherencia espacial entre los dos frentes de onda que salen de las rendijas del interferómetro [9]. Las franjas de interferencia se formarán en el plano B solo si se cumple que

$$\Delta\theta\Delta s \leq \lambda \quad 2.21$$

Donde $\Delta\theta$ es el ángulo formado entre aberturas y la fuente de luz.

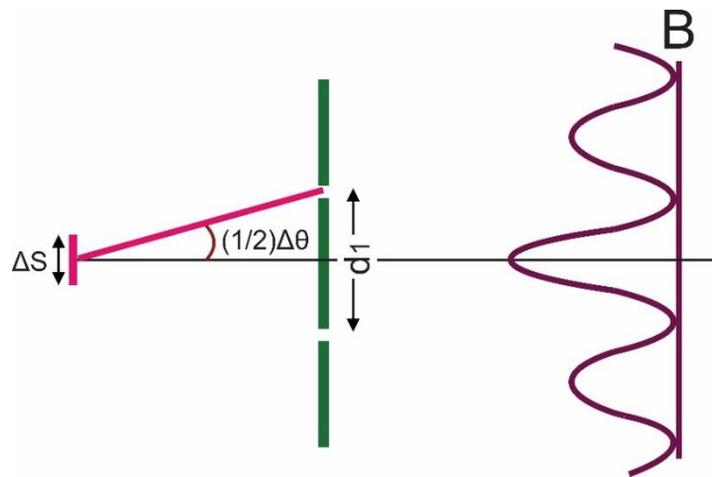


Figura 2.3. Coherencia espacial ilustrada en el interferómetro de Young con una fuente extendida

La coherencia espacial puede verse afectada por el ancho de la fuente de luz ΔS y la distancia de propagación. Las pruebas ópticas realizadas con interferómetros de frente de onda, como la descrita en el interferómetro de Young dependen de la coherencia espacial.

2.5 Interferómetros de división de amplitud

Un interferómetro de división de amplitud es un dispositivo que recibe un haz de luz y lo divide en dos haces secundarios, los cuales, después de recorrer trayectorias distintas, se superponen e interfieren. Un interferómetro de división de amplitud requiere necesariamente de un elemento divisor de haz.

Un divisor de haz básico es un cubo que está compuesto por dos prismas unidos en simetría, como se ilustra en la figura 2.4. Las caras a lo largo de la diagonal están recubiertas por una película reflectora al 50%, la cual divide la amplitud de la luz

incidente, de tal manera que un 50% se transmite y el otro 50% se refleja, siguiendo trayectorias perpendiculares. Los divisores de haz como el ilustrado en la figura 2.4 son elementos esenciales en los interferómetros Michelson y Mach-Zehnder [6].

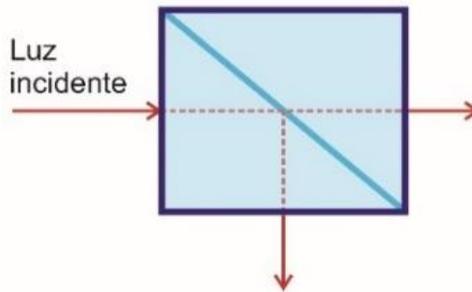


Figura 2. 4. Divisor de Haz

2.5.1 Interferómetro de Michelson

Uno de los interferómetros por división de amplitud más importantes es el interferómetro de Michelson [5, 12].

El interferómetro, ilustrado en la figura 2.5, está constituido por un divisor de haz como el descrito en la sección precedente y dos espejos M_1 y M_2 ; estos últimos dan lugar a dos trayectorias de propagación perpendiculares. El espejo M_1 permanece fijo a una distancia d_1 del centro del divisor de haz mientras el espejo M_2 es movable en una distancia variable d_2 .

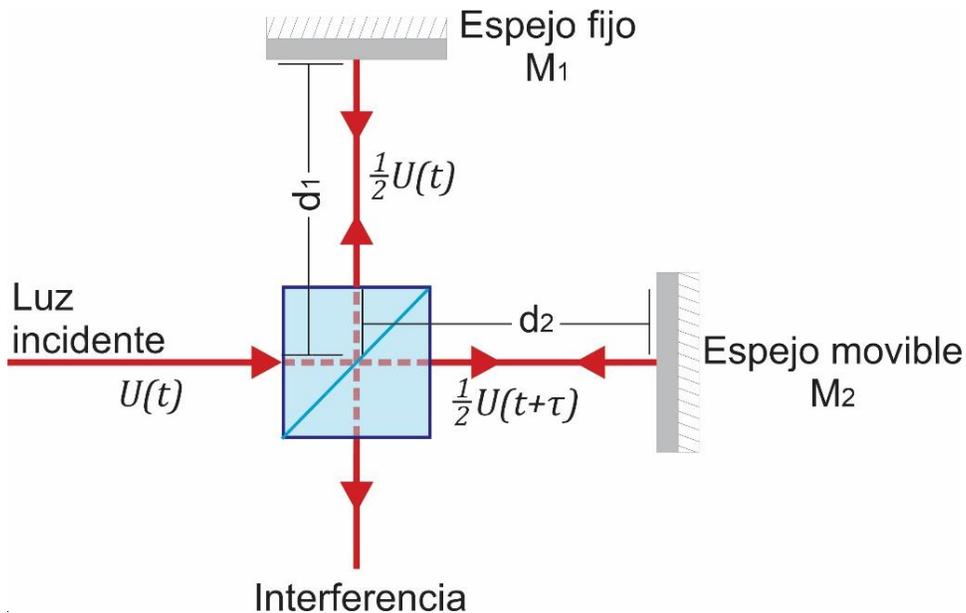


Figura 2.5. Configuración básica de un interferómetro de Michelson

El haz de luz incidente en el divisor de haz se divide en amplitud. Los haces resultantes recorren las trayectorias d_1 y d_2 entre el prisma divisor de haz y los

espejos M_1 y M_2 . Los haces se reflejan en los espejos y regresan al divisor en donde se superponen y generan interferencia.

Debido a la distancia entre los espejos, el interferómetro de Michelson introduce un retardo (τ) entre los dos haces, como resultado de recorrer trayectorias perpendiculares distintas. La intensidad transmitida a la salida del interferómetro puede expresarse por [4]

$$I_T = \left\langle \left[\frac{1}{2} \mathbf{U} \left(t - \frac{\tau}{2} \right) + \frac{1}{2} \mathbf{U} \left(t + \frac{\tau}{2} \right) \right] \cdot \left[\frac{1}{2} \mathbf{U}^* \left(t - \frac{\tau}{2} \right) + \frac{1}{2} \mathbf{U}^* \left(t + \frac{\tau}{2} \right) \right] \right\rangle \quad 2.22$$

Desarrollando esta expresión y relacionándola con (2.11)

$$I_T = \left\langle \frac{1}{4} \mathbf{U} \left(t - \frac{\tau}{2} \right) \mathbf{U}^* \left(t - \frac{\tau}{2} \right) \right\rangle + \left\langle \frac{1}{4} \mathbf{U} \left(t - \frac{\tau}{2} \right) \mathbf{U}^* \left(t + \frac{\tau}{2} \right) \right\rangle + \left\langle \frac{1}{4} \mathbf{U} \left(t + \frac{\tau}{2} \right) \mathbf{U}^* \left(t - \frac{\tau}{2} \right) \right\rangle + \left\langle \frac{1}{4} \mathbf{U} \left(t + \frac{\tau}{2} \right) \mathbf{U}^* \left(t + \frac{\tau}{2} \right) \right\rangle \quad 2.23$$

Se tiene que

$$I_T = \frac{1}{2} I_0 + \frac{1}{2} \text{Re}\{G(\tau)\} \quad 2.24$$

Donde $I_0 = |U|^2$

De manera equivalente, en función de la diferencia de camino óptico $d = c\tau$

$$I_T = \frac{1}{2} I_0 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} d \right) \right] \quad 2.25$$

Esta última expresión representa la interferencia a la salida del interferómetro de Michelson en función de la diferencia de camino óptico introducida. La intensidad de salida se traduce en un patrón de franjas de interferencia en el dominio de la diferencia de camino óptico. La extensión del patrón de interferencia dependerá de las propiedades estadísticas de la luz que ilumina el interferómetro. En la sección siguiente se analiza la intensidad transmitida por el interferómetro de Michelson cuando es iluminado por fuentes ópticas coherentes e incoherentes.

2.5.2 Interferómetro de Michelson iluminado por luz monocromática

En un primer caso de interés, se considera que $\mathbf{U}(t)$ es luz monocromática como la proveniente de un láser monomodo de coherencia infinita

$$\mathbf{U}(t) = U_0 e^{-j2\pi f_0 t} \quad 2.26$$

Donde U_0 representa la amplitud de la luz incidente y f_0 es la frecuencia de emisión laser. Como el divisor de haz divide la amplitud al 50%, los haces que se propagan por el interferómetro se retardan en τ . De esta manera

$$\begin{aligned} \mathbf{U}\left(t - \frac{\tau}{2}\right) &= \frac{1}{2} U_0 e^{-j2\pi f_0 \left(t - \frac{\tau}{2}\right)} \\ \mathbf{U}\left(t + \frac{\tau}{2}\right) &= \frac{1}{2} U_0 e^{-j2\pi f_0 \left(t + \frac{\tau}{2}\right)} \end{aligned} \quad 2.27$$

Sustituyendo las ecuaciones 2.27 en 2.23, la intensidad transmitida por el interferómetro está dada por

$$\begin{aligned} I_T &= \left[\frac{1}{2} U_0 e^{-j2\pi f_0 \left(t - \frac{\tau}{2}\right)} + \frac{1}{2} U_0 e^{-j2\pi f_0 \left(t + \frac{\tau}{2}\right)} \right] \cdot \left[\frac{1}{2} U_0 e^{j2\pi f_0 \left(t - \frac{\tau}{2}\right)} + \frac{1}{2} U_0 e^{j2\pi f_0 \left(t + \frac{\tau}{2}\right)} \right] \\ I_T &= \frac{1}{2} |U_0|^2 + \frac{1}{4} |U_0|^2 [e^{j2\pi f_0 \tau} + e^{-j2\pi f_0 \tau}] \\ I_T &= \frac{1}{2} |U_0|^2 + \frac{1}{2} |U_0|^2 \cos(2\pi f_0 \tau) \\ I_T &= \frac{I_0}{2} + \frac{I_0}{2} \cos(2\pi f_0 \tau) \end{aligned} \quad 2.28$$

Donde $I_0 = |U_0|^2$ y el término $\frac{I_0}{2} \cos(2\pi f_0 \tau)$ es la autocorrelación normalizada del haz monocromático $\mathbf{U}(t) = U_0 e^{-j2\pi f_0 t}$

En el interferómetro de Michelson, el espejo movable varía el retardo entre los dos haces y se generan franjas de interferencia con una extensión correspondiente al tiempo de coherencia del haz luminoso. Si el haz luminoso proviene de una fuente monocromática, el tiempo de coherencia es teóricamente infinito, como se muestra en la figura 2.6. Debido a esta condición, la extensión de las franjas de interferencia es también infinita. En esta condición, la interferencia entre las dos ondas es continua, sin importar el valor del retardo entre las dos trayectorias del interferómetro.

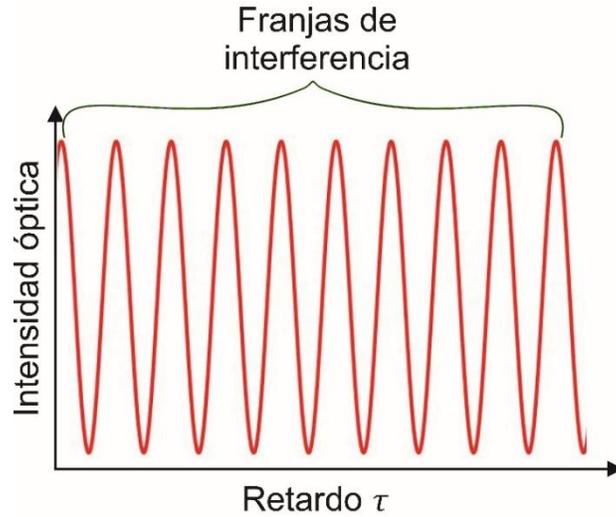


Figura 2.6. Franjas de interferencia de una fuente óptica monocromática a la salida del interferómetro de Michelson

La diferencia de camino óptico introducida por el interferómetro de Michelson es igual al doble de la diferencia de distancia entre espejos.

$$d = 2(d_1 - d_2) = c\tau \quad 2.29$$

Por lo tanto, de acuerdo con las ecuaciones 2.28 y 2.29, la intensidad de salida, expresada en diferencia de camino óptico, es

$$I_T = \frac{I_0}{2} + \frac{I_0}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} [2(d_1 - d_2)]\right) \quad 2.30$$

2.5.3 Interferómetro de Michelson iluminado por luz policromática

Cuando el interferómetro de Michelson es iluminado por un haz luminoso de espectro ancho y con perfil gaussiano, la onda luminosa se modela por [11]

$$\mathbf{U}(t) = U_0 \left[e^{-\left(\frac{t^2}{2t_c^2}\right)} \right] e^{-j2\pi f_0 t} \quad 2.31$$

Donde U_0 representa la amplitud del haz de luz policromático, f_0 la frecuencia central de oscilación y t_c el tiempo de coherencia.

Cuando el interferómetro introduce un retardo variable τ , la intensidad transmitida está dada por

$$I_T = \langle |\mathbf{U}_T(t)|^2 \rangle = \left\langle \left[\mathbf{U}\left(t - \frac{\tau}{2}\right) + \mathbf{U}\left(t + \frac{\tau}{2}\right) \right] \cdot \left[\mathbf{U}^*\left(t - \frac{\tau}{2}\right) + \mathbf{U}^*\left(t + \frac{\tau}{2}\right) \right] \right\rangle \quad 2.32$$

Considerando que el divisor de haz presenta transmitancia y reflectancia del 50%, los dos haces $U\left(t - \frac{\tau}{2}\right)$ y $U\left(t + \frac{\tau}{2}\right)$ pueden ser modelados por

$$U\left(t - \frac{\tau}{2}\right) = \frac{1}{2}U_0 \left[e^{-\left(\frac{(t-\tau/2)^2}{t_c^2}\right)} \right] e^{-j2\pi f_0(t-\tau/2)}$$

$$U\left(t + \frac{\tau}{2}\right) = \frac{1}{2}U_0 \left[e^{-\left(\frac{(t+\tau/2)^2}{t_c^2}\right)} \right] e^{-j2\pi f_0(t+\tau/2)}$$
2.33

Sustituyendo la ecuación 2.33 en 2.32 y desarrollando conforme la expresión 2.23, se tiene que

$$I_1 = \langle |U\left(t - \frac{\tau}{2}\right)|^2 \rangle$$

$$I_2 = \langle |U\left(t + \frac{\tau}{2}\right)|^2 \rangle$$
2.34

De donde

$$I_1 = I_2 = \frac{1}{4}U_0^2 \left[e^{-\left(\frac{t^2}{t_c^2}\right)} \right]$$

Si la intensidad del haz con envolvente gaussiana está dada por

$$I_0 = U_0^2 \left[e^{-\left(\frac{t^2}{t_c^2}\right)} \right]$$
2.35

Sustituyendo 2.35 en 2.34, las intensidades son

$$I_1 = I_2 = \frac{1}{4}I_0$$
2.36

El término de interferencia en la ecuación (2.33) es de la forma

$$I_{12} = \langle [U\left(t - \frac{\tau}{2}\right)][U^*\left(t + \frac{\tau}{2}\right)] + [U\left(t + \frac{\tau}{2}\right)][U^*\left(t - \frac{\tau}{2}\right)] \rangle$$

Desarrollando las operaciones

$$I_{12} = \frac{1}{2}U_0^2 \left[e^{-\left(\frac{t^2}{t_c^2}\right)} \right] \left[e^{-\left(\frac{\tau^2}{t_c^2}\right)} \right] \cos(2\pi f_0\tau)$$
2.37

De la expresión 2.35 en 2.37 se tiene

$$V(f) = \int_{-\infty}^{\infty} U(t) e^{-j2\pi ft} dt \quad 2.40$$

La energía promedio en un intervalo de frecuencias Δf es conocida como densidad espectral de potencia dada por [5]

$$S(f) = |V(f)|^2 = V(f)V^*(f) \quad 2.41$$

El teorema de Wiener-Kintchine establece la relación entre la función de autocorrelación $G(\tau)$ y la densidad espectral de potencia $S(f)$ [5]

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad 2.42$$

Como se mostró en la figura 2.1, el espectro de una fuente de luz presenta componentes de frecuencias localizados alrededor de una frecuencia central f_0 . El ancho espectral de la luz Δf es el ancho de la densidad espectral de potencia [5]. Dado que $S(f)$ y $G(\tau)$ están relacionadas, sus anchos también están relacionados. Esta relación se ilustra en la figura 2.8. Una fuente de luz de espectro ancho presenta un tiempo de coherencia corto, mientras que un espectro angosto presenta un tiempo de coherencia largo.

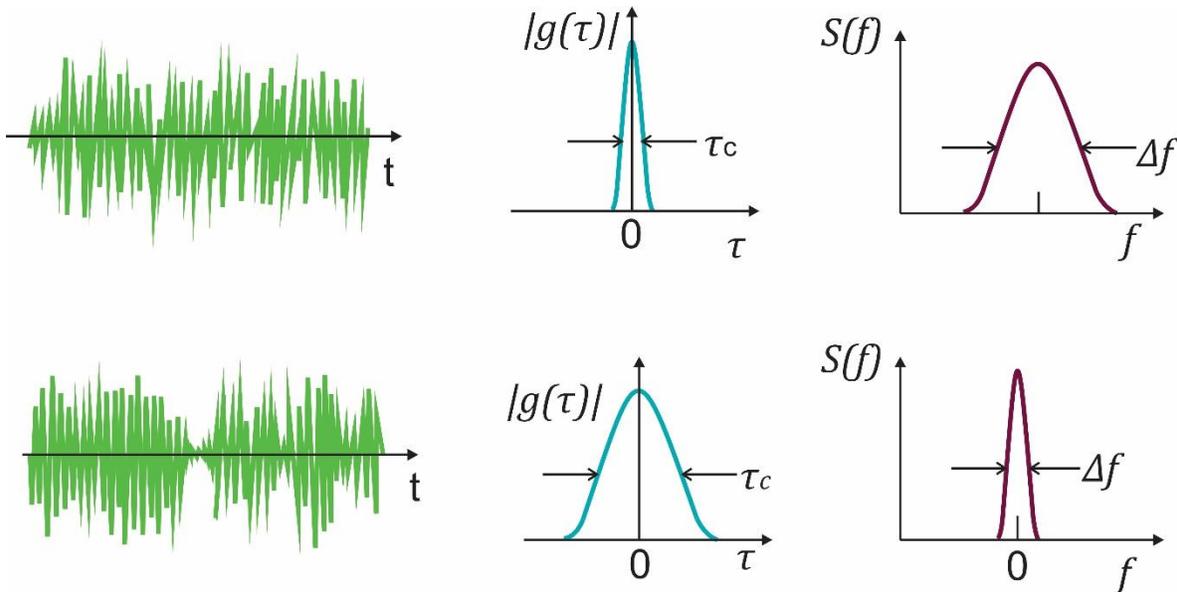


Figura 2.8. Relación entre coherencia temporal y su densidad espectral de potencia de un haz luminoso.

2.6 Detección de un retardo óptico

Un retardador óptico puede configurarse con un interferómetro de dos ondas. El retardo generado en este dispositivo se puede modular y utilizar como un portador

de información. Este principio ha sido demostrado en diversos trabajos publicados a lo largo de los años recientes [12, 13, 14]. Un retardo modulado puede transmitirse hacia un receptor óptico donde será demodulado para recuperar la información que transporta.

Para describir el proceso de generación y detección de retardos ópticos, se propone la utilización de dos interferómetros de Michelson (IM), el primero operando como transmisor; el segundo, actúa como receptor y analizador de la luz transmitida. El esquema transmisor-receptor de retardos ópticos, configurado con dos IM, se ilustra en la figura 2.9.

El interferómetro transmisor genera un retardo de valor τ_0 . El interferómetro receptor analizará la luz recibida introduciendo un retardo variable τ_a y a la salida, un fotodetector entregará franjas de interferencia alrededor del retardo introducido por el transmisor.

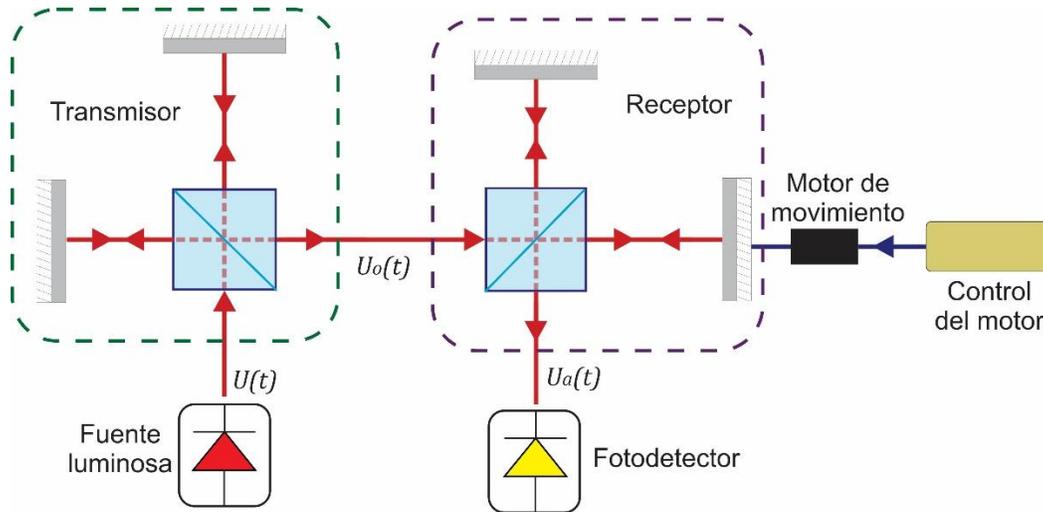


Figura 2.9. Transmisión-recepción de un retardo óptico. El retardo generado por el transmisor es analizado por el interferómetro receptor

A la entrada del retardador transmisor se hace incidir un haz óptico $U(t)$. A la salida, la señal óptica será de la forma

$$U_o(t) = \frac{1}{2}U(t) + \frac{1}{2}U(t - \tau_0) \quad 2.43$$

Esta señal se transmite al receptor que opera como analizador de retardos. El interferómetro receptor introduce un retardo variable τ_a , de tal forma que la señal de salida es

$$U_a(t) = \frac{1}{2}U_o(t) + \frac{1}{2}U_o(t - \tau_a) \quad 2.44$$

La intensidad óptica a la salida del interferómetro analizador es

$$I_a = \langle U_a(t)U_a^*(t) \rangle = \left\langle \left[\frac{1}{2}U_o(t) + \frac{1}{2}U_o(t - \tau_a) \right] \left[\frac{1}{2}U_o^*(t) + \frac{1}{2}U_o^*(t - \tau_a) \right] \right\rangle \quad 2.45$$

Desarrollando la expresión anterior se obtiene

$$I_a = \frac{I_0}{4} + \frac{I_0}{4}g(\tau_0) + \frac{I_0}{4}g(\tau_a) + \frac{I_0}{4}g(\tau_a - \tau_0) + \frac{I_0}{4}g(\tau_a + \tau_0) \quad 2.46$$

Donde $g(x)$ es la autocorrelación normalizada a la salida del IM analizador y representa los patrones de franjas de interferencia observables en la posiciones de retardo τ_a . La intensidad óptica a la salida del detector presentará varios paquetes de franjas de interferencia, en las posiciones del retardo analizador y que coinciden con el retardo del transmisor. De acuerdo con la expresión anterior, cuando el interferómetro analizador introduce un retardo óptico en el intervalo $-\tau_0 \leq \tau_a \leq \tau_0$, se observarán paquetes de franjas de interferencia alrededor de $-\tau_0$, 0 y τ_0 . Si el retardo del analizador se fija alrededor de los valores $\tau_a = \pm\tau_0$, la intensidad óptica detectada variará alrededor del retardo introducido por el transmisor. La figura 2.10, ilustra las franjas de interferencia que se observan a la salida del retardador analizador, en las posiciones de la diferencia de camino óptico introducidas por el retardador transmisor. La intensidad de salida del esquema transmisor-analizador, en términos de diferencia de camino óptico $d = c\tau$ está dada por

$$I_a = \frac{I_0}{4} + \frac{I_0}{4}g(d_0) + \frac{I_0}{4}g(d_a) + \frac{I_0}{4}g(d_a - d_0) + \frac{I_0}{4}g(d_a + d_0) \quad 2.47$$

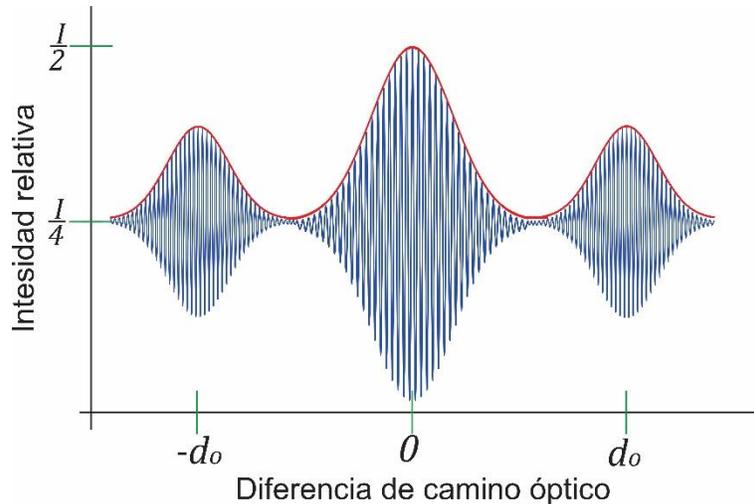


Figura 2.10. Paquetes de franjas de interferencia a la salida de un esquema transmisor-receptor de retardos ópticos.

La detección de las franjas de interferencia alrededor de la diferencia de camino óptico correspondiente al retardador transmisor se realiza cuando el analizador se ajusta al valor $d_a = +d_0$, En esta condición, la intensidad detectada es

$$I_a = \frac{I_0}{4} + \frac{I_0}{4} g(d_a - d_0) = \frac{I_0}{4} + \frac{I_0}{4} g(0) \quad 2.48$$

De esta manera, únicamente las franjas de interferencia alrededor de $d_a = +d_0$, serán observadas por el interferómetro analizador. Este es el resultado relevante que será aprovechado en los capítulos siguientes de este trabajo para el desarrollo de un esquema sensor-detector de campos eléctricos basado en retardadores electroópticos de LiNbO_3 .

2.7 Conclusión

En este capítulo se revisaron las características principales del fenómeno de interferencia óptica. Se han descrito los principios de funcionamiento de los interferómetros de división de amplitud, en particular del interferómetro de Michelson, como instrumento para generar y detectar retardos ópticos mediante el análisis de la autocorrelación de la luz retardada.

Un interferómetro de división de amplitud puede producir retardos ópticos debido a que cada uno de los haces generados recorre distancias diferentes. El interferómetro de Michelson introduce retardos ópticos en función de la diferencia de camino óptico entre dos espejos colocados a diferentes distancias en trayectorias perpendiculares. La introducción de un retardo variable permite medir la coherencia temporal de fuentes ópticas, la cual se registra como un patrón de franjas de interferencia. El tiempo de coherencia de una fuente luminosa, que corresponde al ancho del patrón de interferencia, es un parámetro fundamental para generar retardos ópticos mayores al tiempo de coherencia de las fuentes luminosas.

Un retardo óptico puede ser modulado y utilizado como portador de información. Con esta base, es posible generar retardos ópticos en interferómetros de polarización y Mach-Zehnder en cristales electroópticos de LiNbO_3 . En esta tesis se desarrolla un esquema sensor-detector de campos eléctricos mediante retardadores electroópticos; este tema se desarrolla en los capítulos siguientes de este trabajo.

2.7 Referencias

- [1] E. Hecht, *Optics*, Fifth edit. Pearson, 2017.
- [2] D. Malacara, *Óptica Básica*. Fondo de cultura económica, 2015.
- [3] N. M. Grzywacz, S. N. J. Watamaniuk, and S. P. Mckee, "Temporal coherence theory for the detection and measurement of visual motion,"

- Vision Res.*, vol. 35, no. 22, pp. 3183–3203, 1995, doi: 10.1016/0042-6989(95)00102-6.
- [4] F. A. Jenkins and H. E. White, *Fundamentals of Optics*, Fourth Edi. McGraw-Hili Primls, 2001.
- [5] B. E. A. Saleh and M. Calr Teich, *Fundamentals of photonics*. John Wiley and Sons, 1991.
- [6] P. Hariharan, *Basics of interferometry*, Second Edi. Sydney, Australia: Elsevier, 2007.
- [7] B. Canales Pacheco, “Prueba de superficies ópticas por interferometría de división del frente de onda”, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, 2012.
- [8] R. Bommarredi, “Applications of Optical Interferometer Techniques for Precision Measurements of Changes in Temperature, Growth and Refractive Index of Materials,” *Technologies*, vol. 2, no. 2, pp. 54–75, 2014, doi: 10.3390/technologies2020054.
- [9] L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and-Quantum Optics*. Cambridge University Press, 1995.
- [10] R. Dutta, J. Turunen, and A. T. Friberg, “Michelson’s interferometer and the temporal coherence of pulse trains,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 2, p. 166, 2015, doi: 10.1364/ol.40.000166.
- [11] H. Lajunen, J. Tervo, J. Turunen, and P. Vahimaa, “Spectral coherence properties of temporally modulated stationary light sources,” *Opt. Express*, vol. 11, no. 16, p. 1894, 2003, doi: 10.1364/oe.11.001894.
- [12] D. Hickman, “An optical sensor based on temporal coherence properties,” *J. Phys. E.*, vol. 21, no. 2, pp. 187–192, 1988, doi: 10.1088/0022-3735/21/2/012.
- [13] C. Gutiérrez-Martínez, B. Sánchez-Rinza, J. Rodríguez-Asomoza, and J. Pedraza-Contreras, “Automated measurement of optical coherence lengths and optical delays for applications in coherence-modulated optical transmissions,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 49, no. 1, pp. 32–36, 2000, doi: 10.1109/19.836305.
- [14] I. P. Kaminow, T. Li, and A. E. Willner, *Optical Fiber Telecommunications VB*, 5th ed. 2008, 2008.

Capítulo 3.

El Niobato de litio (LiNbO_3) y su utilización en retardadores electroópticos basados en interferometría de dos ondas

3.1 Introducción

Los materiales ópticos pueden clasificarse, de acuerdo con su estructura cristalina y sus índices de refracción, en isotrópicos y anisotrópicos. Un material isotrópico presenta un mismo índice de refracción en todas direcciones. En un material anisotrópico, existe más de un índice de refracción, de acuerdo con los ejes de su estructura cristalina.

En este capítulo se describen las propiedades generales del Niobato de Litio (LiNbO_3), el cual es un material anisotrópico y que adicionalmente presenta propiedades electroópticas. Debido a tales propiedades, el LiNbO_3 es ampliamente utilizado en el diseño y fabricación de moduladores de luz, filtros ópticos, interferómetros, acopladores direccionales y otros dispositivos procesadores de luz.

En particular, es posible realizar moduladores de intensidad óptica operando como interferómetros de división de amplitud, basados en guías de onda ópticas aprovechando la tecnología de óptica integrada. Una aplicación original propuesta en esta tesis es el uso de moduladores de retardo óptico como sensores de campo eléctrico. Debido a esta aplicación, en este capítulo se describen las propiedades ópticas y electrónicas del LiNbO_3 y su utilización como retardadores ópticos en arquitecturas de interferómetros Mach-Zehnder asimétricos (IMZA)

3.2 Cristales ópticos isotrópicos y anisotrópicos

El índice de refracción determina la velocidad con que la luz se propaga a través de un material óptico. En los cristales ópticos, los átomos están arreglados en patrones periódicos regulares, formando la estructura cristalina, figura 3.1a. Debido a que la estructura del cristal es periódica, la unidad básica es la celda unitaria, figura 3.1b. En la celda unitaria, la disposición atómica determina las propiedades ópticas del material [1]. El índice de refracción en cada dirección del cristal depende de la distancia de separación entre los átomos.

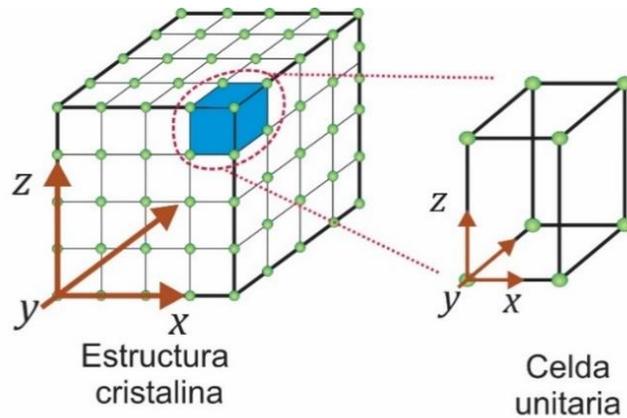


Figura 3.1. Materiales ópticos; a) estructura cristalina; b) celda unitaria de un cristal óptico

En los cristales ópticos isotrópicos, el índice de refracción es uniforme en cualquier dirección del cristal, debido a que la distancia de separación entre los átomos, es igual en las tres direcciones de un sistema de coordenadas cartesianas, dando lugar a una estructura cristalina cúbica, como se muestra en la figura 3.2a [2].

Cuando los índices de refracción son diferentes según las direcciones cristalinas, los materiales se clasifican como anisotrópicos y se dividen en uniaxiales y biaxiales [3]. Un cristal uniaxial, con una estructura cristalina tetragonal o hexagonal como las mostradas en la figura 3.2b, presenta la misma distancia entre los átomos a lo largo de los ejes x y y , y por tanto, mostrará un mismo índice de refracción en esas direcciones, denominado índice ordinario (n_o). El eje z presenta un índice de refracción diferente conocido como índice extraordinario ($n_z = n_e$). El cristal uniaxial es positivo si $n_e > n_o$ y negativo si $n_e < n_o$. El eje z de un cristal uniaxial es el eje óptico [4].

Los cristales biaxiales presentan una distancia de separación entre los átomos diferente en cada dirección y como resultado tienen un índice de refracción distinto a lo largo de cada eje. Los materiales con estructura monoclinica y ortorrómbica, como los mostrados en la figura 3.2c, son ejemplos de materiales biaxiales [5].

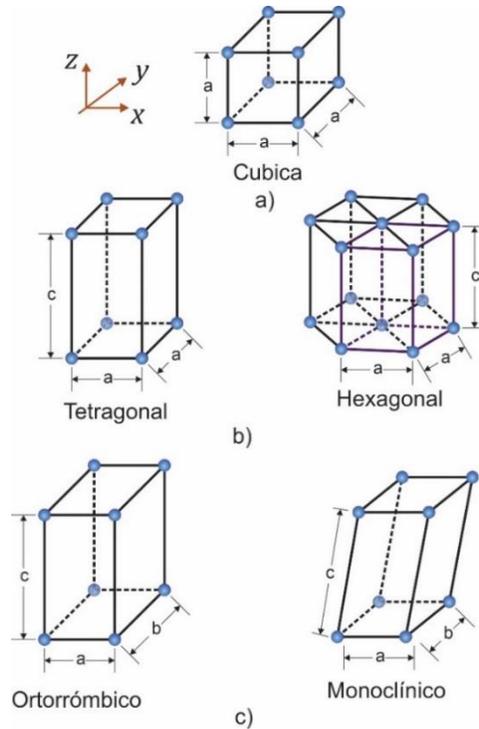


Figura 3.2. Estructuras cristalinas de materiales ópticos; a) cúbica, materiales isotrópicos; b) materiales anisotrópicos uniaxiales; c) materiales anisotrópicos biaxiales

Los cristales ópticos son utilizados para fabricar dispositivos como polarizadores, retardadores, moduladores de luz, sensores de variables físicas, entre otros. En la tabla 3.1 se clasifican algunos materiales utilizados para la fabricación de componentes en sistemas ópticos.

Tabla 3.1. Algunos materiales y sus propiedades físicas y ópticas

Nombre/composición	Estructura cristalina	Índice de refracción (589 nm)	Característica óptica
Vidrio óptico N-BK7	Vidrio amorfo	$n = 1.516$	Isotrópico
Óxido de silicio de bismuto (Bi ₁₂ SiO ₂₀ , BSO)	Cúbico de cuerpo centrado	$n = 2.55$	
Germanato de bismuto (Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ , BGO)	Cúbico de cuerpo centrado	$n = 2.1$	
Dihidrogenofosfato de potasio (KDP)	Tetragonal	$n_0 = 1.51$ $n_e = 1.47$	Anisotrópico, uniaxial negativo
Niobato de Litio (LiNbO ₃)	Hexagonal	$n_0 = 2.29$ $n_e = 2.20$	
Mica (moscovita)	Monoclínico	$n_1 = 1.56$ $n_2 = 1.593$ $n_3 = 1.597$	Anisotrópico, biaxial

En la tabla 3.1, se incluye el Niobato de Litio (LiNbO₃), el cual es un material ampliamente utilizado en la fabricación de dispositivos electroópticos. Este material será descrito en lo que resta de este capítulo ya que es el material utilizado para la realización de retardadores electroópticos utilizados como sensores de campo eléctrico en el marco de esta tesis.

3.3 El LiNbO₃ como material óptico uniaxial con propiedades electroópticas

El Niobato de Litio es un material anisotrópico uniaxial negativo con índices de refracción ordinario y extraordinario de 2.20 y 2.14, respectivamente, a una longitud de onda óptica de 1300 nm [6]. Por su naturaleza uniaxial, el LiNbO₃ es un material clasificado como birrefringente ya que la propagación óptica simultánea a lo largo de sus ejes x y z o y y z , introducirá un desfase que podrá traducirse en un retardo óptico. Las ecuaciones de Sellmeier describen la variación del índice de refracción en el LiNbO₃, en función de la longitud de onda a temperatura ambiente (24,5°C) [7]

$$\begin{aligned} n_o &= 4.9048 - \frac{0.11768}{0.0475 - \lambda_0^2} - 0.027169\lambda_0^2 \\ n_e &= 4.5820 - \frac{0.099169}{0.044432 - \lambda_0^2} - 0.021950\lambda_0^2 \end{aligned} \quad 3.1$$

El LiNbO₃, al ser un material anisotrópico, presenta un tensor de permitividad eléctrica asociado a sus ejes principales [8, 9]

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y = \varepsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \quad 3.2$$

En la expresión 3.2, ε_0 representa la permitividad en el vacío. Las permitividades eléctricas asociadas a los ejes del cristal (ε_x , ε_y y ε_z) corresponden a los índices de refracción del cristal

$$n_x = n_y = \sqrt{\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_0}}, \quad n_z = \sqrt{\frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_0}} \quad 3.3$$

Los índices de refracción del LiNbO₃ se pueden describir por medio de la elipsoide de índices de refracción [4]. La elipsoide de índices de refracción se define en función del inverso de la permitividad eléctrica, función conocida como tensor de impermeabilidad ($\boldsymbol{\eta}$).

$$\boldsymbol{\eta} = \varepsilon_0 \boldsymbol{\varepsilon}^{-1} \quad 3.4$$

La elipsoide de índices de refracción es una construcción geométrica que representa la distribución de los índices de refracción ordinario y extraordinario del cristal y se define por

$$\sum_{ij} \eta_{ij} x_i x_j = 1 \quad 3.5$$

$$\eta_{ij} = \eta_{ji}$$

Donde $i, j = 1, 2, 3$ corresponden a los ejes principales del cristal x , y y z , respectivamente. Desarrollando la ecuación (3.5) se tiene

$$[x \ y \ z] \begin{bmatrix} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_y} = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_x} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = 1 \quad 3.6$$

Resolviendo la ecuación anterior, la elipsoide de índice de refracción se describe por [8]

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad 3.7$$

La elipsoide de índices de refracción muestra la distribución de los índices de refracción, en función de los ejes principales del cristal, como se ilustra en la figura 3.3.

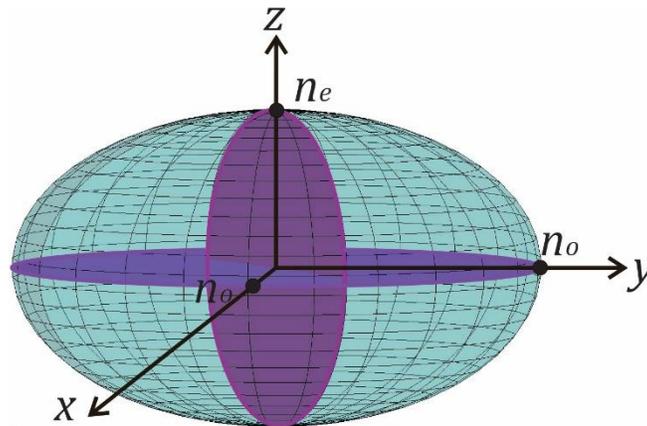


Figura 3.3. Elipsoide de índices de refracción del LiNbO₃

Adicionalmente, el LiNbO₃ exhibe un efecto electroóptico lineal también conocido como efecto Pockels; es decir, los índices de refracción del cristal varían linealmente en presencia de un campo eléctrico externo E [9, 11].

En presencia de un campo eléctrico externo, la elipsoide de índices de refracción cambia en tamaño y en orientación. En general, el efecto electroóptico modifica los índices de refracción del material por

$$\eta(E) = \eta_{ij} + \Delta\eta_{ij} = \eta_{ij} + \sum_k r_{ij} E_k \quad 3.8$$

Donde r_{ij} es el tensor de coeficientes electroópticos Pockels, E_k es al campo eléctrico. Y donde $i = 1,2, \dots, 6$ y $j = k = 1,2,3$ corresponden a los ejes principales x , y y z del cristal. De acuerdo con las ecuaciones 3.5 y 3.8, el efecto electroóptico modifica la elipsoide de índices de refracción [10]

$$\sum_{ij} \eta(E) x_i x_j = 1 \quad 3.9$$

Por su estructura cristalina hexagonal, la matriz de coeficientes electroópticos del LiNbO₃ está dada por [11]

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & r_{12} = -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{23} = r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} = r_{42} & 0 & 0 \\ r_{61} = -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad 3.10$$

Para una longitud de onda de 1300 nm los valores de los coeficientes electroópticos del LiNbO₃ son

$$\begin{aligned} r_{22} &= 3.4 \text{ pm/V} \\ r_{13} &= 8.6 \text{ pm/V} \\ r_{33} &= 30.8 \text{ pm/V} \\ r_{42} &= 28 \text{ pm/V} \end{aligned} \quad 3.11$$

Sustituyendo los coeficientes electroópticos del LiNbO₃ en la ecuación 3.9, la elipsoide de índices de refracción puede expresarse por

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22} E_y + r_{13} E_z \right) x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22} E_y + r_{13} E_z \right) y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} - r_{33} E_z \right) z^2 + 2(r_{51} E_y) yz \\ + 2(r_{51} E_x) xz - 2(r_{22} E_x) xy = 1 \end{aligned} \quad 3.12$$

Para un campo eléctrico aplicado únicamente en dirección del eje z , es decir $E_x, E_y = 0$, la ecuación anterior se convierte en

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} - r_{33}E_z\right)z^2 = 1 \quad 3.13$$

De acuerdo con la ecuación 3.7, se establecen las relaciones

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z\right)x^2 = \frac{x^2}{n_x^2}; \quad \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z\right)y^2 = \frac{y^2}{n_y^2} \quad 3.14$$

$$\left(\frac{1}{n_e^2} - r_{33}E_z\right)z^2 = \frac{z^2}{n_z^2}$$

Como $r_{13}E_z$ y $r_{33}E_z$ son pequeños, utilizando la igualdad $(1 + \Delta)^{-1/2} = 1 - \frac{1}{2}\Delta$, la ecuación (3.14) se puede escribir como

$$n_x, n_y \approx n_o - \frac{1}{2}n_o^3r_{13}E_z \quad 3.15$$

$$n_z \approx n_e - \frac{1}{2}n_e^3r_{33}E_z \quad 3.16$$

Las ecuaciones 3.15 y 3.16 indican que al aplicarse un campo eléctrico en la dirección del eje z , la elipsoide de índices de refracción presenta una contracción en función del campo eléctrico aplicado, tal como se ilustra en la figura 3.4. Los índices de refracción ordinario y extraordinario disminuyen linealmente conforme el campo eléctrico aumenta [10]

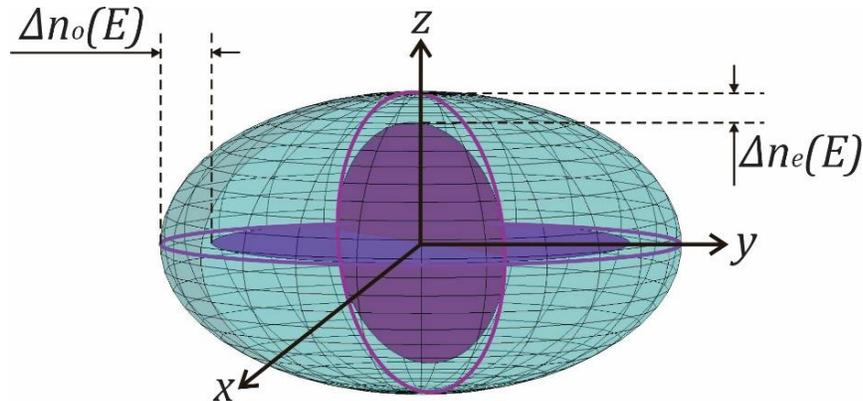


Figura 3.4. Variación de la elipse de índices de refracción en el LiNbO₃ en presencia de un campo eléctrico.

El cambio en los índices de refracción del cristal debido a la presencia de un campo eléctrico puede utilizarse para generar una modulación óptica de intensidad o fase [2, 4]. Una aplicación particular es la realización de guías de onda ópticas en

cristales de LiNbO₃, las cuales pueden utilizarse como interferómetros de división de amplitud para la generación de retardos ópticos. Particularmente se fabrican dos tipos de interferómetros de división de amplitud: polarización y Mach-Zehnder. En las secciones siguientes se describen estos interferómetros y su uso como retardadores ópticos para configurar un esquema sensor-detector de campos eléctricos.

3.4 Interferómetros de división de amplitud en tecnologías de óptica integrada

En el capítulo precedente, se ha descrito el interferómetro de Michelson como un dispositivo que permite generar retardos ópticos variables; es decir, que tiene la capacidad de ser utilizado como un retardador óptico y que permite medir las propiedades estadísticas de la luz como el tiempo y la longitud de coherencia. Un retardador óptico puede utilizarse para transmitir información mediante la modulación dinámica de un retardo generado por el proceso de interferometría de dos ondas. En el caso de un interferómetro de Michelson, si la posición de uno de los espejos varía mediante un movimiento dinámico accionado por un actuador piezoeléctrico, la diferencia de camino óptico detectada a la salida del interferómetro estará modulada por el movimiento del actuador mencionado. La detección de la modulación de la diferencia de camino óptico permitirá conocer la dinámica de movimiento del actuador mediante la medición de la autocorrelación de la luz recibida.

Con el desarrollo de las tecnologías de materiales ópticos y la óptica integrada, ahora es posible diseñar y construir interferómetros muy compactos y versátiles, en comparación con los elementos de óptica masiva. De esta manera, utilizando materiales electroópticos como el LiNbO₃, es posible construir guías de onda ópticas que pueden utilizarse como interferómetros de división de amplitud cuando se configuran como interferómetros de polarización o Mach-Zehnder [12]. El LiNbO₃, como material óptico que se ha descrito en las secciones precedentes, es un material uniaxial que presenta birrefringencia óptica. Adicionalmente, es un material electroóptico; es decir, que sus índices de refracción pueden variarse dinámicamente en presencia de campos eléctricos externos al material. Estas características se aprovechan para utilizarlos como retardadores ópticos, los cuales pueden ser modulados por voltajes y campos eléctricos. Como ya se ha descrito en los objetivos de esta tesis, en este trabajo se estudian esquemas sensor-detector de campos eléctricos utilizando retardadores electroópticos en LiNbO₃.

3.4.1 Interferómetro de polarización en LiNbO₃ como retardador óptico

En la tecnología de óptica integrada en LiNbO₃, un interferómetro de división de amplitud es el interferómetro de polarización. Este dispositivo, mostrado en la figura 3.5, aprovecha la birrefringencia óptica que presenta el LiNbO₃.

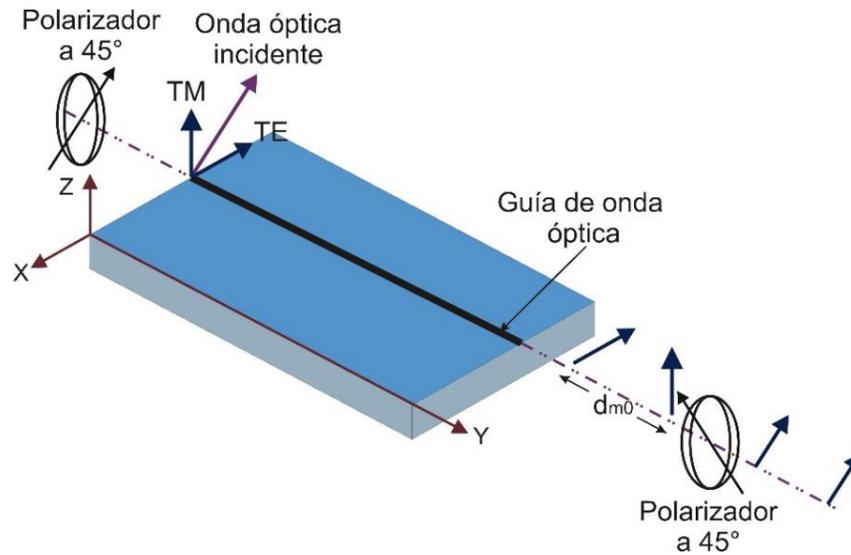


Figura 3.5. Interferómetro de polarización basado en un cristal birrefringente de LiNbO₃

El interferómetro de polarización basa su funcionamiento en la birrefringencia de una guía de onda óptica en el cristal de LiNbO₃, como se muestra en la figura 3.5. En este caso, la guía de onda se extiende a lo largo del eje y del cristal y su sección transversal se localiza en el plano $x - z$. El índice de refracción ordinario está asociado al eje x y el índice extraordinario al eje z . De esta manera, cuando a la entrada de la guía de onda, sobre el plano $x - z$, se inyecta luz polarizada linealmente a 45° con respecto a los ejes x y z , la luz se proyectará en dos modos de propagación perpendiculares; un modo transversal magnético (TM) y un modo transversal eléctrico (TE). Cada modo se propagará con diferente velocidad, siguiendo los índices de refracción ordinario (n_o) y extraordinario (n_e), respectivamente. El interferómetro de polarización, se configura cuando la guía de onda birrefringente se coloca entre dos polarizadores cruzados a 45°. En esta condición, la guía birrefringente introduce un retardo óptico τ , cuyo valor será determinado por la birrefringencia del material ($n_e - n_o$) y por la longitud de la guía de onda óptica (L)

$$\tau = \frac{(n_e - n_o)L}{c} \quad 3.17$$

El retardo óptico es equivalente a una diferencia de camino óptico

$$d = (n_e - n_o)L \quad 3.18$$

La interferencia se asegura mediante el polarizador de salida que reorienta los dos modos ortogonales TE y TM que interferirán entre sí. La intensidad óptica transmitida está dada por

$$I_T = \frac{I_0}{2} + \frac{I_0}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} d\right) \quad 3.19$$

La intensidad transmitida depende de la diferencia de camino óptico introducida por la birrefringencia del material y por la longitud de la guía de onda óptica. Con base en el funcionamiento descrito, el interferómetro de polarización puede ser utilizado como retardador óptico.

3.4.2 Interferómetro Mach-Zehnder como retardador óptico

Otra configuración de interferómetro de división de amplitud realizable en tecnología de óptica integrada en LiNbO₃, es el interferómetro Mach-Zehnder, el cual se ilustra en la figura 3.6. Este dispositivo se realiza mediante la fabricación de una guía de onda óptica que a la entrada del dispositivo se divide en dos trayectorias que pueden ser simétricas o asimétricas; a la salida, las dos guías se juntan para formar una única guía óptica de salida. Cuando el interferómetro Mach-Zehnder es iluminado por un haz óptico, a la entrada del dispositivo, la luz se divide y se propaga por dos caminos ópticos diferentes. A la salida del interferómetro, las dos ondas se recombinarán para producir interferencia. En la figura 3.6, se ilustra la estructura de un interferómetro Mach-Zehnder con guías de onda asimétricas; es decir, las guías de onda son de diferente longitud. La diferencia de longitud de las guías de onda del interferómetro Mach-Zehnder generan un retardo óptico [13]

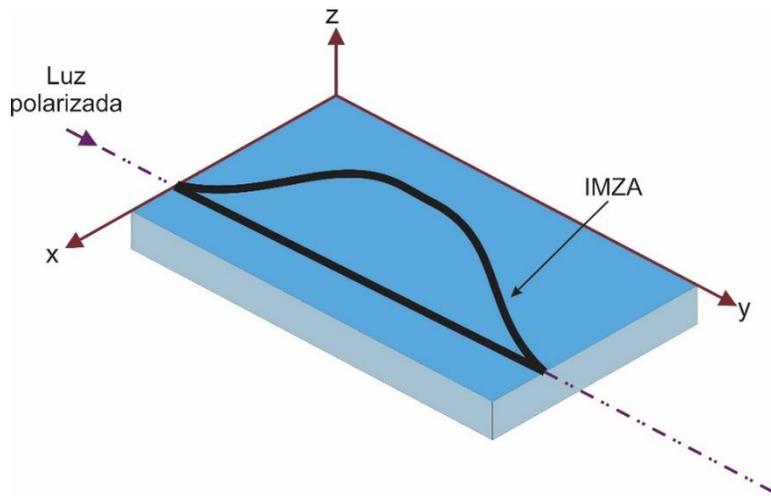


Figura 3.6. Interferómetro Mach-Zehnder configurado con guías de onda asimétricas en un cristal de LiNbO₃.

En un interferómetro Mach-Zehnder asimétrico (IMZA), el retardo óptico generado está dado por

$$\tau = \frac{n\Delta L}{c} \quad 3.20$$

Donde ΔL representa la diferencia de longitud entre los brazos del interferómetro y n es el índice de refracción del material.

El retardo óptico es equivalente al producto del índice de refracción (ordinario o extraordinario) y la diferencia de camino óptico

$$d = n\Delta L \quad 3.21$$

La intensidad de salida está determinada por el retardo o la diferencia de camino óptico

$$I_T = \frac{I_0}{2} + \frac{I_0}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} d\right) \quad 3.22$$

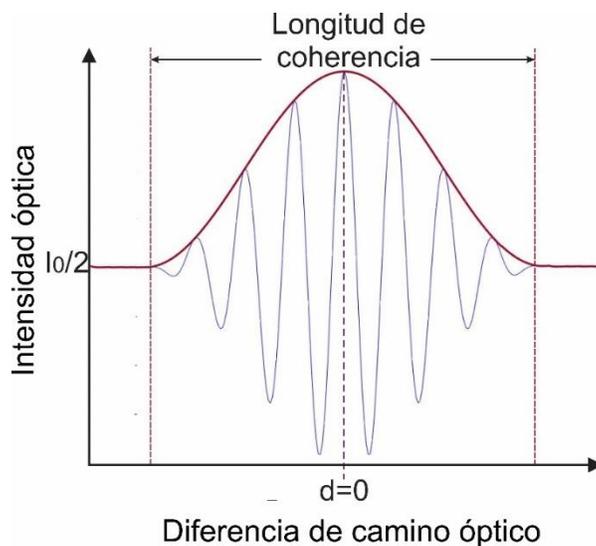


Figura 3.7. Patrón de interferencia generada por un retardador óptico

La figura 3.7 muestra el patrón de intensidad que genera la expresión 3.22, en función de la diferencia de camino óptico entre los haces luminosos que se propagan por el IMZA, a la salida del interferómetro se observa una emisión con un perfil acanalado. De acuerdo con la expresión 3.22, la frecuencia intensidad de salida depende de la diferencia de camino óptico. Cuando la diferencia de camino óptico es menor que la longitud de coherencia de la luz, la intensidad de salida, mostrada por el trazo azul varía conforme al grado de interferencia. Una vez que la diferencia de camino óptico es superior a la longitud de coherencia, la interferencia desaparece y la intensidad óptica de salida es constante y equivalente a un medio

de la intensidad a la entrada del IMZA. La envolvente, del patrón de interferencia, mostrada por el trazo rojo, corresponde al perfil de emisión de la fuente óptica.

El uso de retardadores electroópticos de LiNbO₃, en configuraciones de interferómetro de polarización o Mach-Zehnder asimétricos, son propuestos como sensores de campo eléctrico. Este es el tema que se desarrolla en este trabajo de tesis. En los capítulos siguientes se modela y se desarrolla experimentalmente un esquema-sensor detector de campos eléctricos utilizando retardadores electroópticos tipo Mach-Zehnder asimétricos en cristales de LiNbO₃.

3.5 Interferómetro Mach-Zehnder asimétrico como modulador de retardo óptico

El interferómetro Mach-Zehnder descrito en la sección anterior puede ser utilizado como retardador óptico y al mismo tiempo como sensor de campo eléctrico. Un retardador óptico se ilustra en la figura 3.8. En esta configuración, la luz de entrada al retardador esta polarizada en modo TM, alineado al eje z . La luz se divide en dos haces que se propagan por los brazos asimétricos del sensor. La diferencia de longitudes de los brazos asimétricos introduce un retardo estático entre los dos haces. El retado óptico generado por este dispositivo está dado por

$$\tau_0 = \frac{n_o \Delta L}{v} \quad 3.23$$

Donde v es la velocidad de propagación de la luz en las guías de onda ópticas. Una aplicación original que se desarrolla en esta tesis es la utilización de un retardador IMZA para sensar campos eléctricos. Esta aplicación se ilustra en la figura 3.8. Un campo eléctrico externo al cristal puede medirse mediante el efecto electroóptico en el material. El campo eléctrico modula el retado óptico que puede transmitirse por un canal óptico. Un receptor óptico, que consiste en otro retardador idéntico al sensor, detectará el retardo y lo demodulará como variaciones de intensidad luminosa. Un fotodetector convertirá la intensidad óptica en la señal eléctrica correspondiente al campo eléctrico sensado.

En la figura 3.8, un campo eléctrico perpendicular a la superficie del cristal es sensado por la luz que recorre las guías de onda del IMZA. En este caso, el retardo introducido por el interferómetro se modula con el campo eléctrico y se imprime alrededor de un retado óptico estático τ_0

$$\tau(E) = \tau_0 - \Delta\tau(E) = \frac{n_o \Delta L}{v} - \frac{1}{2} \frac{n_o^3 r_{13} \Delta L}{v} E_x \quad 3.24$$

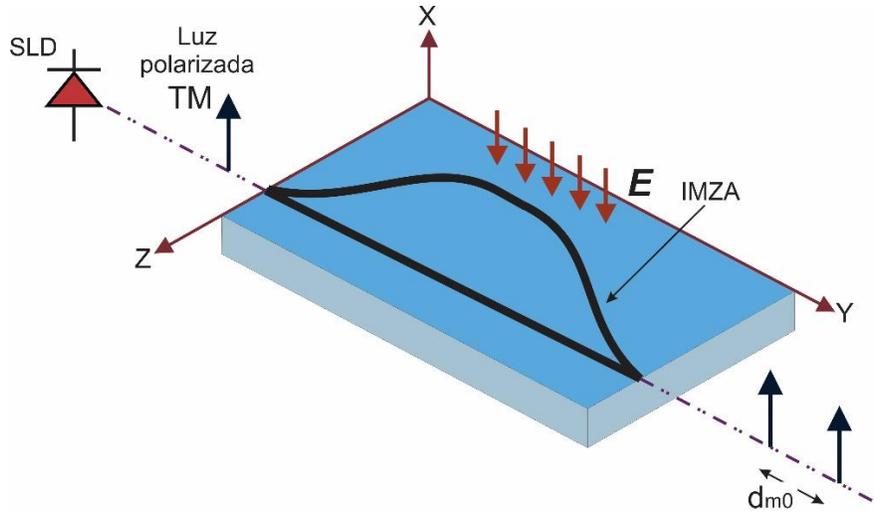


Figura 3.8. Sensor de campos eléctricos mediante IMZA en LiNbO₃.

El retardo modulado es equivalente a una diferencia de camino óptico

$$d(E) = d_0 - \Delta d(E) = n_o \Delta L - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} \Delta L E_x \quad 3.25$$

De acuerdo con las ecuaciones 3.22 y 3.25, después de modular el retardo óptico, la potencia óptica de salida del sensor está dada por

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \left[d_0 - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} \Delta L E_x \right] \right) \right] \quad 3.26$$

Como la intensidad de salida es una función cosenoidal, la variación de campo eléctrico necesaria para que la intensidad óptica cambie de máxima a mínima, es el campo eléctrico de media onda, el cual está dado por

$$E_\pi = \frac{\lambda_0}{r_{13} n_o^3 \Delta L} \quad 3.27$$

En la función de transferencia electróptica, la distancia horizontal entre un máximo y un mínimo es el campo eléctrico de media onda, el cual es el campo necesario para variar la fase en π radianes [14, 15]. Así entonces, la intensidad modulada por el campo eléctrico sentido puede expresarse en función del campo eléctrico de media onda

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \left[d_0 - \frac{\lambda_0}{2} \frac{E_x}{E_\pi} \right] \right) \right] \quad 3.28$$

La función de transferencia electroóptica (FTEO), se ilustra en la figura 3.9, donde se observa la transición entre intensidad máxima y mínima determinada por el campo eléctrico de media onda. El intervalo definido por E_{π} delimita la región lineal para los procesos de sensado-detección electroóptico. Este proceso es lineal alrededor del punto de cuadratura de la función de transferencia.

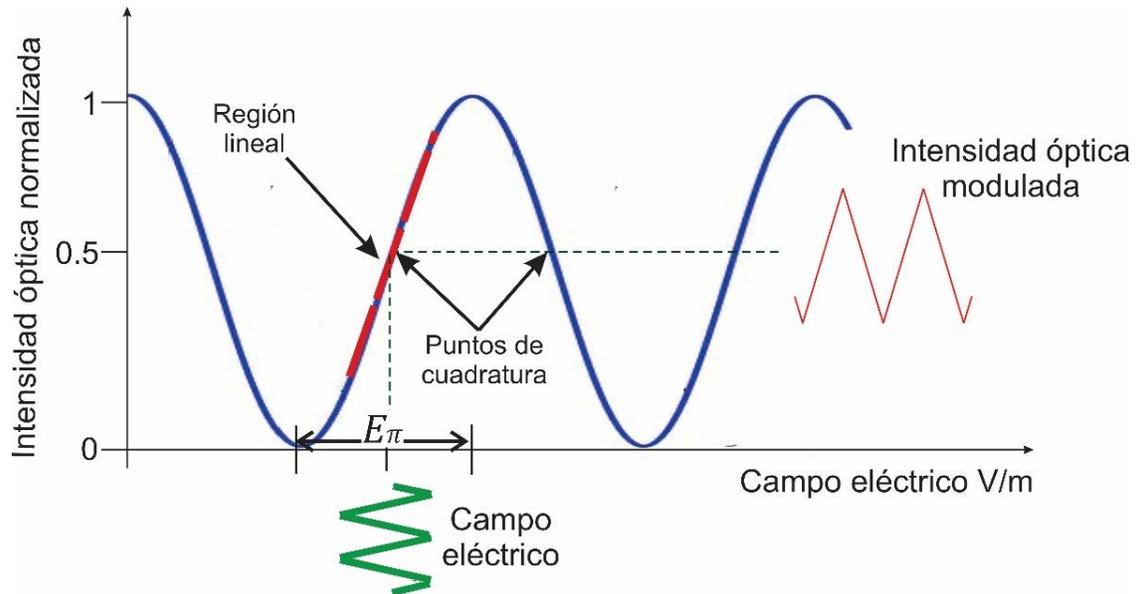


Figura 3.9. Función de transferencia de intensidad óptica de la modulación de retardo óptico.

La utilización de IMZA como retardador y sensor de campo eléctrico se describe en los capítulos siguientes de esta tesis.

3.6 Fuentes de ruido en el sensor-detector de campo eléctrico

Para lograr una detección confiable del campo eléctrico desconocido y tener una buena relación señal a ruido del sensor, es importante identificar las diferentes fuentes de ruido que se involucran en el sistema.

El ruido térmico en el sensor de niobato de litio es proporcional a la temperatura del dispositivo. A medida que aumenta la temperatura del sensor, aumenta el ruido térmico, lo que dificulta la detección de pequeños campos eléctricos. Este ruido se puede minimizar usando amplificadores de bajo ruido en la salida del sensor [16].

El ruido en el dispositivo también se puede deber al fotodiodo que recupera la salida del sensor. El ruido de disparo se debe a que los fotones llegan aleatoriamente al fotodiodo y es proporcional a la raíz cuadrada de la fotocorriente, además, también se puede generar ruido de corriente oscura que es la fotocorriente generada por el fotodiodo en ausencia de luz. Esto puede ser una fuente importante de ruido en

condiciones de poca luz y se puede minimizar enfriando el fotodetector e implementando un amplificador de transimpedancia de bajo ruido [16].

Las curvaturas y microcurvaturas de la fibra óptica también pueden causar pérdida y distorsión de la señal y pueden introducir ruido adicional en el sistema. Esto puede ser particularmente problemático en los sistemas de larga distancia, donde las curvas de la fibra pueden acumularse a lo largo de grandes distancias

3.7 Conclusiones

Los cristales anisotrópicos tienen un índice de refracción diferente para cada dirección del espacio (x, y, z) . En particular la luz incidente en un cristal uniaxial se refracta en dos ondas polarizadas ortogonalmente entre sí, la onda ordinaria y la onda extraordinaria.

El cristal de LiNbO₃ además de ser birrefringente presenta el efecto Pockels que es el efecto electroóptico lineal; es decir, los índices de refracción varían linealmente en presencia de un campo eléctrico. Como se ha descrito en la primera parte de este capítulo, el LiNbO₃ es un material óptico transparente en las longitudes de onda del infrarrojo. Estas propiedades permiten utilizar este material para la fabricación de dispositivos ópticos como filtros y moduladores de luz, aprovechando el efecto electroóptico inherente. La fabricación de guías de onda ópticas en el LiNbO₃, mediante tecnología de óptica integrada, permite el diseño y fabricación de acopladores ópticos, moduladores de luz, interferómetros de polarización y Mach-Zehnder, entre otros.

Como se ha descrito en la segunda parte de este capítulo, un IMZA puede utilizarse como retardador óptico. El retardo óptico puede modularse mediante un campo eléctrico. Un retardador electroóptico puede utilizarse como sensor de campo eléctrico: El retado óptico se modula con la información y puede transmitirse por un canal óptico hacia un receptor distante. De esta manera, es posible configurar un esquema sensor-detector de campo eléctrico basado en tecnologías electroópticas, como una alternativa a las técnicas eléctricas y electrónicas de medición y registro de campos eléctricos.

En el capítulo siguiente se modela un esquema-sensor-detector de campos eléctricos, basado en retardadores ópticos Mach-Zehnder. El esquema modelado es la base de un esquema experimental que se reporta en el capítulo 5 de esta tesis.

3.8 Referencias

- [1] P. Hofmann, *Solid State Physics*. Wiley-VCH, 2002.
- [2] S. O. Kasap, *Optoelectronics and Photonics: Principles and Practices*, Second Edi., vol. 4, no. 3. Pearson, 2013.

- [3] W. J. Tropf, M. E. Thomas, and T. J. . Harris, *Optical and Physical Properties of Materials Crystals and Glasses*. Applied Physics Laboratory Johns Hopkins University.
- [4] B. E. A. Saleh and M. Calr Teich, *Fundamentals of photonics*. John Wiley and Sons, 1991.
- [5] T. S. Narasimhamurty, *Photoelastic and Electro-Optic Properties of Crystals*. Plenum Press.
- [6] U. Schlarb and K. Betzler, "Refractive indices of lithium niobate as a function of wavelength and composition," *J. Appl. Phys.*, vol. 73, no. 7, pp. 3472–3476, 1993, doi: 10.1063/1.352951.
- [7] D. H. Jundt, M. M. Fejer, and B. R. L., "Optical Properties of Lithium Niobate Fabricated by Vapor Transport Equilibration," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 1, p. 135, 1990.
- [8] T. A. Maldonado and T. K. Gaylord, "Electrooptic effect calculations: simplified procedure for arbitrary cases," *Appl. Opt.*, vol. 27, no. 24, p. 5051, 1988, doi: 10.1364/ao.27.005051.
- [9] S. Toralf, *Polarized Light in Liquid crystal an Polymers*, vol. 1. Wiley, 2007.
- [10] B. G. Alhogbi, *Encyclopedic Handbook of Integrated Optics*. Taylor y Francis, 2006.
- [11] R. S. Weis and T. K. Gaylord, "Lithium Niobate: Summary of Physical Properties as Crystal Structure," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 203, pp. 191–203, 1985.
- [12] M. Bazzan and C. Sada, "Optical waveguides in lithium niobate: Recent developments and applications," *Appl. Phys. Rev.*, vol. 2, no. 4, p. 4931601, 2015, doi: 10.1063/1.4931601.
- [13] D. Malacara, *Óptica Básica*. Fondo de cultura económica, 2015.
- [14] H. Jung, "Integrated-Optic Electric-Field Sensor Utilizing a Ti:LiNbO₃ Y-fed Balanced-Bridge Mach-Zehnder Interferometric Modulator With a Segmented Dipole Antenna," *Opt. Soc. Korea*, vol. 18, no. 6, pp. 739–745, 2014, doi: 10.3807/JOSK.2014.18.6.739.
- [15] H. Jung, "Electro-optic Electric Field Sensor Utilizing Ti : LiNbO₃ Symmetric Mach-Zehnder Interferometers," *Opt. Soc. Korea*, vol. 16, no. 1, pp. 47–52, 2012, doi: <http://dx.doi.org/10.3807/JOSK.2012.16.1.047>.
- [16] A. J. L. Adamson, "Thermal Noise in Lithium Niobate Electric Field Sensors," *IEEE Sensors Journal*, vol. 19, no. 9, pp. 3307-3313, May 2019.

Capítulo 4.

Modelado de un esquema sensor-detector de campo eléctrico basado en retardadores electroópticos en LiNbO_3

4.1 Introducción

La medición de campos eléctricos producidos por diferentes fuentes, incluidos equipos de energía eléctrica, líneas de transmisión de alto voltaje, equipos de telecomunicaciones, interferencias electromagnéticas, señales médicas y señales fisiológicas humanas, tienen gran importancia en los sectores científicos, de la salud, industriales y comerciales, en el contexto de actividades de la sociedad actual.

La medición de campos eléctricos se realiza de manera práctica mediante técnicas eléctricas, electrónicas y ópticas. Un aspecto crucial es la precisión y exactitud de las mediciones. En este sentido, las técnicas eléctricas y electrónicas transmiten las señales medidas vía conductores metálicos, lo que las hace susceptibles a interferencia electromagnética, atenuación, distorsión y ruido, efectos desventajosos que resultan de la respuesta de los materiales metálicos. Por otra parte, las técnicas ópticas no presentan los efectos negativos de los conductores metálicos, son altamente inmunes a la interferencia electromagnética y aseguran el aislamiento galvánico (diferencia de potencial) entre los puntos de medición y registro. Estas características las han vuelto atractivas y han venido estudiándose desde hace varias décadas. Los avances en las tecnologías de materiales ópticos de alta calidad, así como el desarrollo de la óptica integrada, permiten configurar esquemas sensores de campos eléctricos en tecnologías modernas basados en dispositivos electroópticos y fibras ópticas.

Los esquemas sensores de campo eléctrico más desarrollados hasta ahora, se basan en la utilización de guías de onda ópticas en cristales de LiNbO_3 . En estos dispositivos, un campo eléctrico se sensa y modula la intensidad del haz luminoso que se propaga por las guías de onda. En la mayoría de esquemas sensores en LiNbO_3 , el campo eléctrico es sensado mediante electrodos. Sin embargo, la presencia de electrodos perturba y distorsiona la medición real. Con propósito de asegurar mediciones con mayor fidelidad, se están estudiando esquemas basados en sensores sin electrodos.

Como se estableció al final del capítulo precedente, en esta tesis se propone y se desarrolla un esquema sensor-detector de campos eléctricos; el esquema se configura con retardadores ópticos que operan como interferómetros Mach-Zehnder asimétricos (IMZA), constituidos por guías de onda asimétricas en cristales electroópticos de LiNbO_3 . El esquema sensor-detector de campos eléctricos está integrado por un retardador que funciona como sensor desprovisto de electrodos. Este dispositivo sensa un campo eléctrico y lo imprime en la luz que se propaga por las guías de onda ópticas. La luz modulada se transmite hacia un receptor, donde un segundo retardador detecta y demodula la luz recibida, lo que permite la recuperación del campo eléctrico. Los retardadores sensor y detector, están acoplados ópticamente; es decir, introducen el mismo valor de retardo óptico. El acoplamiento óptico asegura la demodulación del campo eléctrico. Adicionalmente, y como un aporte original de este trabajo, el retardador detector está provisto de electrodos, lo que permite sintonizar su FTEO alrededor del punto de cuadratura. La sintonización de la FTEO hace factible una respuesta lineal del esquema sensor-detector cuando éste es iluminado por luz de baja coherencia.

En este capítulo se modela el esquema sensor-detector de campos eléctricos, configurado con retardadores electroópticos de LiNbO_3 . El esquema propuesto se modela bajo condiciones de iluminación de luz coherente e incoherente. Se demuestra que la respuesta del esquema puede linealizarse cuando la luz en los retardadores ópticos es de baja coherencia, como la emitida por diodos emisores de luz (DELs) o diodos super-luminiscentes (DSLs). Si el esquema se ilumina con luz altamente coherente, como la proveniente de un láser monomodo, la respuesta del esquema no es lineal.

4.2 Esquema sensor-detector de campo eléctrico basado en retardadores ópticos IMZA iluminados con luz coherente

Un esquema sensor-detector de campos eléctricos puede ser configurado mediante retardadores electroópticos Mach-Zehnder asimétricos en cristales de LiNbO_3 . En el esquema propuesto, el sensor Mach-Zehnder genera un retardo óptico, el cual será modulado por el campo eléctrico sensado. La fuente luminosa, en este primer caso, es un láser monomodo altamente coherente.

Del lado del detector, la demodulación del campo eléctrico se realiza por un segundo retardador, colocado en serie con el retardador sensor. Cuando el segundo retardador introduce la misma diferencia de camino óptico, se producirá interferencia, permitiendo la detección del campo eléctrico sentido. Para lograr una detección lineal del campo eléctrico, el retardador detector está provisto de electrodos y funciona como un linealizador sintonizable. Al aplicar un voltaje de corriente directa (CD) a los electrodos del detector, su función de transferencia electroóptica puede desplazarse a su punto de cuadratura. La figura 4.1 ilustra el esquema sensor-detector propuesto, configurado con dos retardadores electroópticos MZA en serie. Los retardadores electroópticos están contruidos en cristales de LiNbO₃ en corte z y propagación y .

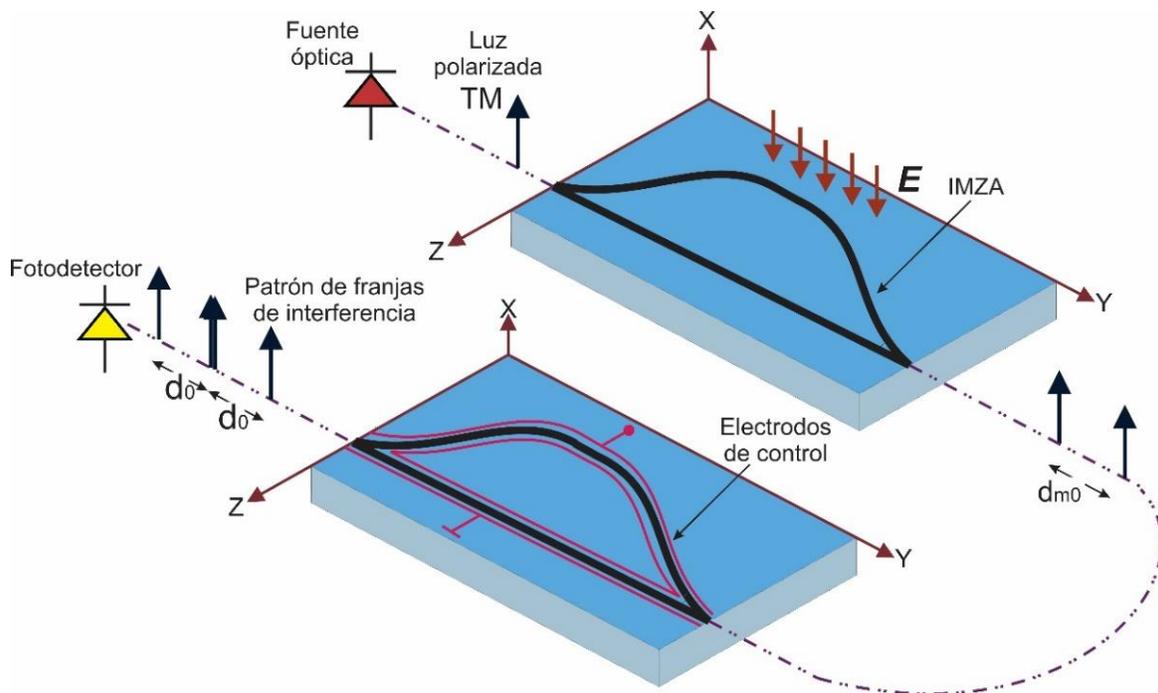


Figura 4.1. Esquema sensor-detector de campos eléctricos mediante dos retardadores ópticos en serie.

La señal de entrada proviene de una fuente óptica coherente y esta polarizada en el modo transversal magnético TM, en dirección del eje x .

Los retardadores Mach-Zehnder asimétricos están contruidos por guías de onda con una longitud diferencial $\Delta l = 70 \mu m$. Los retardadores sensor y detector están acoplados ópticamente y ambos introducen la misma diferencia de camino óptico, equivalente a

$$d_m = n_o \Delta l = 155.4 \mu m \quad 4.1$$

El campo eléctrico de media onda está dado por

$$E_{\pi} = \frac{\lambda_0}{(r_{13}n_o^3)\Delta l} \quad 4.1$$

Donde $n_o = 2.22$ es el índice de refracción ordinario y $r_{13} = 8.6 \times 10^{-12} \text{ mV}^{-1}$ es el coeficiente electroóptico, ambos valores a una longitud de onda de 1310 nm.

De acuerdo con la sección 3.5 del capítulo anterior, la intensidad óptica transmitida por el sensor dependerá de la diferencia de camino óptico estática (d_0) introducida por el retardador y de la variación dinámica del campo eléctrico sentido. De esta forma

$$I_o(E) = \frac{1}{2}I_i + \frac{1}{2}I_i \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}d_0 - \pi\frac{E}{E_{\pi}}\right) \quad 4.3$$

Donde I_i es la intensidad óptica de entrada, λ_0 es la longitud de onda de la luz que ilumina el esquema, E es el campo eléctrico sentido y E_{π} es el campo eléctrico de media onda de la FTEO del sensor.

La FTEO del sensor se muestra en la figura 4.2 y corresponde al trazo negro continuo. Si el campo eléctrico sentido varía alrededor de $E_x = 0$, se observa que la intensidad óptica no reproduce la forma de onda original y se transmite una forma de onda distorsionada.

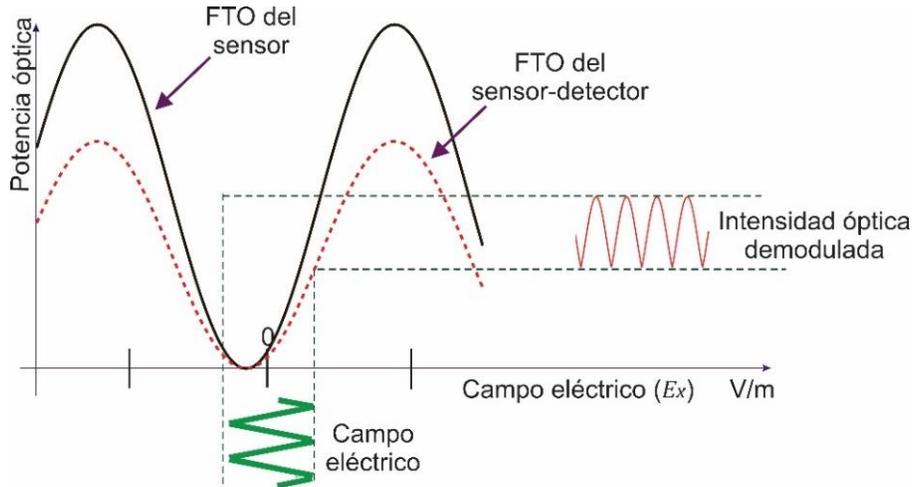


Figura 4.2. Función de transferencia electroóptica: a la salida del sensor de campo eléctrico (trazo negro continuo) y a la salida del detector (trazo rojo discontinuo). El campo eléctrico sentido en la región no lineal es recuperado en la región no lineal del detector demodulador.

La luz transmitida por el sensor, es recibida por el retardador detector que introduce la misma diferencia de camino óptico. Como el retardador detector está provisto de electrodos, un voltaje de control V_{DC} , permite la sintonización de su FTEO. La intensidad óptica a la salida del detector está dada por

$$I_d(E) = I_i \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} d_0 - \pi \frac{E}{E_\pi} \right) \right] \times \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} d_0 - \pi \frac{V_{DC}}{V_\pi} \right) \right] \quad 4.4$$

Donde V_{DC} es el voltaje de sintonización que se aplica al retardador detector y V_π es su voltaje de media onda. Los electrodos en el retardador detector presentan una longitud de 40 mm, lo que determina un voltaje de media onda de 1.8 V.

Desarrollando la expresión (4.4), se tiene que

$$I_d(E) = \frac{1}{4} I_i + \frac{1}{4} I_i \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} d_0 - \pi \frac{V_{DC}}{V_\pi} \right) + \frac{1}{4} I_i \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} d_0 + \frac{\pi E}{E_\pi} \right) + \frac{1}{4} I_i \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} d_0 + \frac{\pi E}{E_\pi} \right) \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} d_0 - \pi \frac{V_{DC}}{V_\pi} \right) \quad 4.5$$

En la figura 4.2 se muestra también la FTEO a la salida del esquema sensor-detector (trazo discontinuo en rojo). Como se puede observar, el perfil de FTEO a la salida del detector, es el mismo que a la salida del retardador sensor. De acuerdo con esta respuesta, y en correspondencia con el sensor, el campo eléctrico se recupera en la región no-lineal inferior de la FTEO. En consecuencia, la forma de onda del campo eléctrico sentido, se recupera con distorsión debido a que se detecta en la región no-lineal de la FTEO del detector.

La FTEO del esquema sensor-detector puede desplazarse cuando se aplica un voltaje de sintonización V_{DC} a los electrodos del detector. La respuesta se ilustra en la figura 4.3 en función de diferentes valores del voltaje de sintonía. Como se observa, la función de transferencia cambia únicamente de amplitud pero el punto de cuadratura no se desplaza hacia el origen $E_x = 0$. De este resultado, se observa que el campo eléctrico sentido no se recupera en su forma original, sino en una versión distorsionada cuando el esquema es iluminado con una fuente óptica coherente. Para que la recuperación sea lineal, es necesario que el campo sea sentido en alguna de las regiones lineales de la FTEO del sensor.

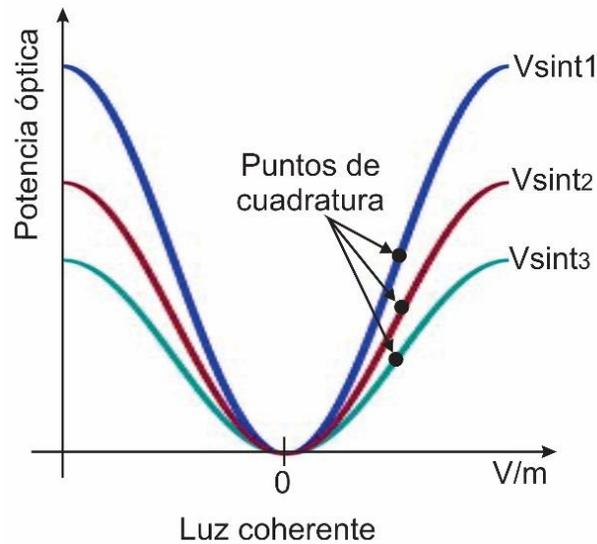


Figura 4.3. Función de transferencia de intensidad óptica a la salida del esquema sensor-detector. La aplicación de un voltaje de sintonía no desplaza el punto de cuadratura hacia $E_x = 0$, y la respuesta del esquema permanece no-lineal.

4.2.1 Modelado del esquema sensor-detector de campo eléctrico iluminado con luz coherente

Para realizar el modelado de esquemas sensor-detector de campo eléctrico basados en retardadores electroópticos en LiNbO_3 , se ha diseñado un programa en ambiente Matlab. El programa considera dos interferómetros Mach-Zehnder asimétricos en LiNbO_3 colocados en serie. Los interferómetros están contruidos en cristales de LiNbO_3 corte en x y propagación en y . La luz incidente se polariza en modo transversal magnético (TM), de esta forma el retardo estático entre los dos haces de luz en el interferómetro solo depende de la diferencia de camino óptico. El programa desarrollado se basa en la programación de los aspectos teóricos y principio de funcionamiento descritos en las secciones precedentes. El programa inicia con una ventana principal, como se muestra en la figura 4.4. La ventana inicial muestra el esquema sensor-detector de campo eléctrico configurado por interferómetros Mach-Zehnder asimétricos. La ventana inicial permite seleccionar el tipo de luz que iluminará el esquema, así como indicar la longitud de onda de la fuente óptica utilizada.

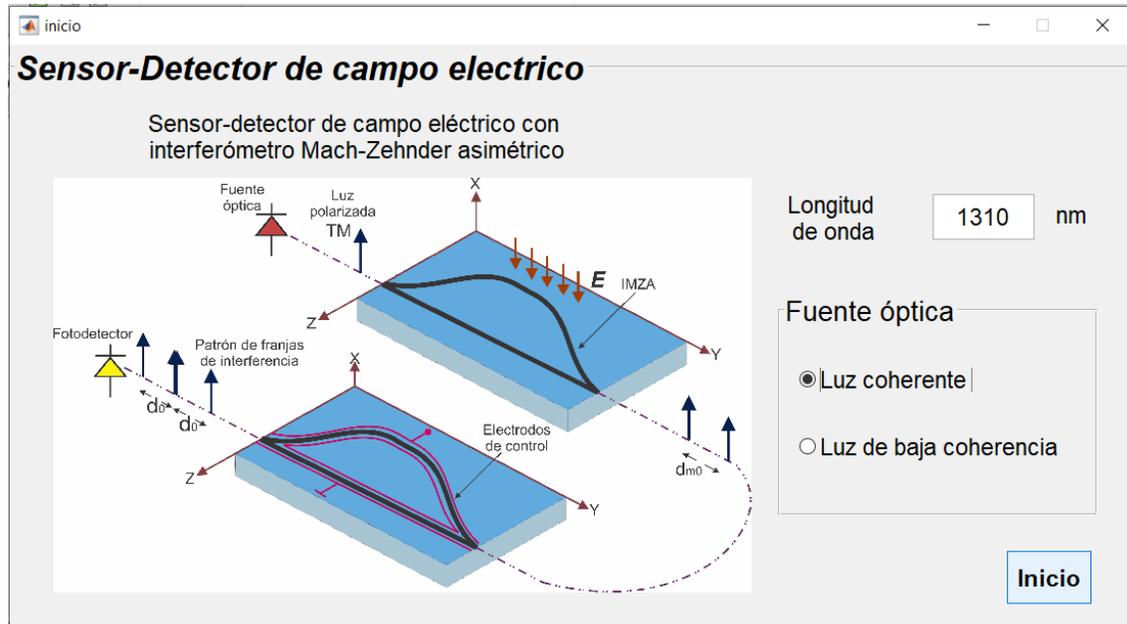


Figura 4.4. Ventana inicial del programa de modelado de esquemas sensor-detector de campo eléctrico

Al presionar el botón “inicio”, se abrirá una segunda ventana, con etiqueta de “Parámetros Operativos”, la cual se muestra en la figura 4.5. En esta ventana se indica la asimetría de los retardadores Mach-Zehnder y el programa calcula los parámetros operativos del esquema sensor-detector. El cálculo de los índices de refracción del cristal se realiza por medio de las ecuaciones de Sellmeier descritas en el capítulo precedente (ecuación 3.1), los coeficientes electroópticos son seleccionados de la tabla reportada en [8], de acuerdo con la longitud de onda de la luz incidente. Para calcular el campo eléctrico de media onda y la diferencia de camino óptica estática, es necesario ingresar la asimetría de los brazos del interferómetro. Una vez ingresado este parámetro, el programa realiza el cálculo de los parámetros ópticos.



Figura 4.5. Modelado de los parámetros operativos del sensor-detector de campo eléctrico

En la ventana de “parámetros operativos”, el botón “calcular”, permite determinar la FTEO del esquema sensor-detector, así como la simulación del proceso de sensado y detección del campo eléctrico. Los resultados se despliegan en la ventana “Respuesta”, ilustrada en la figura 4.6. Para modelar el proceso de sensado-detección del campo eléctrico, el programa tiene predeterminado un campo eléctrico de forma de onda triangular, con amplitud de $200 \text{ kV}_{pp}/\text{m}$ y una frecuencia de 10 kHz. Estos parámetros pueden ser modificados en la ventana referida. Como resultado del modelado, se muestra la función de transferencia del esquema sensor-detector de campo eléctrico, así como las formas de onda de los campos sensado y recuperado. Como se ha descrito en la sección precedente, el campo eléctrico recuperado presenta una forma de onda distorsionada porque se demodula en la región no-lineal de la FTEO a la salida del esquema sensor-detector.

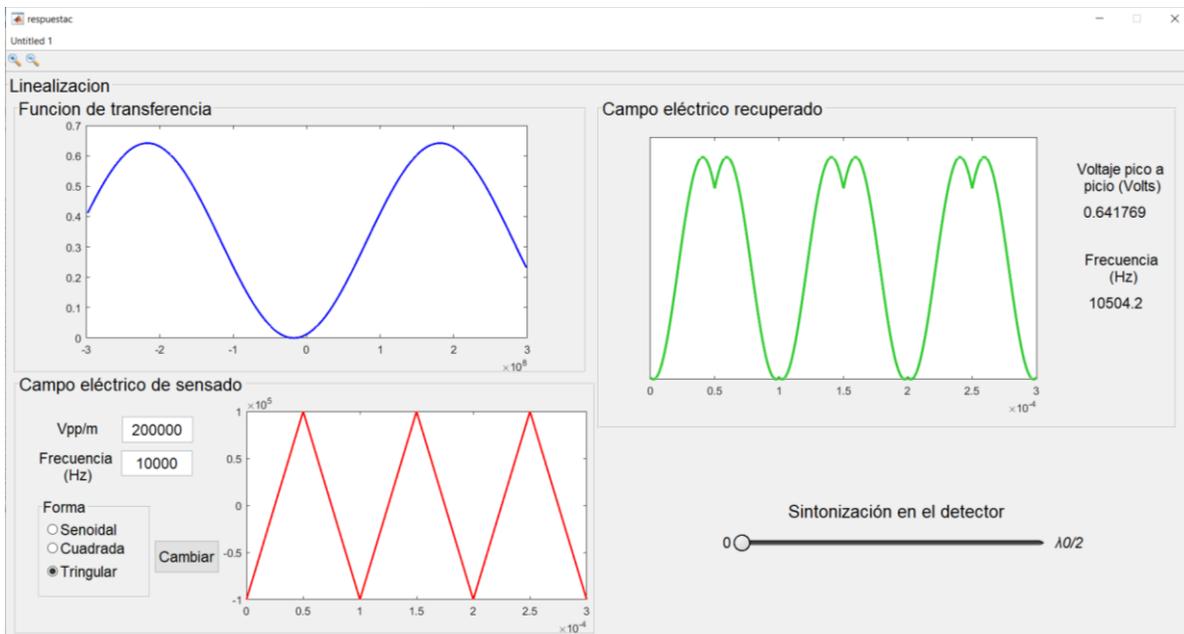


Figura 4.6. Modelado de la respuesta del esquema sensor-detector de campo eléctrico iluminado con luz coherente

La figura 4.7, muestra el modelado de la respuesta del esquema cuando se varía el voltaje de sintonía en el detector. Se puede observar que la función de transferencia electróptica del esquema sensor-detector cambia de amplitud pero los puntos de cuadratura no se desplazan hacia el origen en $E_x = 0 \text{ V}/\text{m}$. Además, se observa que el campo eléctrico se recupera con una forma de onda distorsionada. De este resultado se concluye que si el esquema sensor-detector basado en retardadores ópticos es iluminado por luz altamente coherente, no presenta una respuesta lineal y por tanto no es un esquema óptimo para sensar campos eléctricos basados en retardadores ópticos en serie.

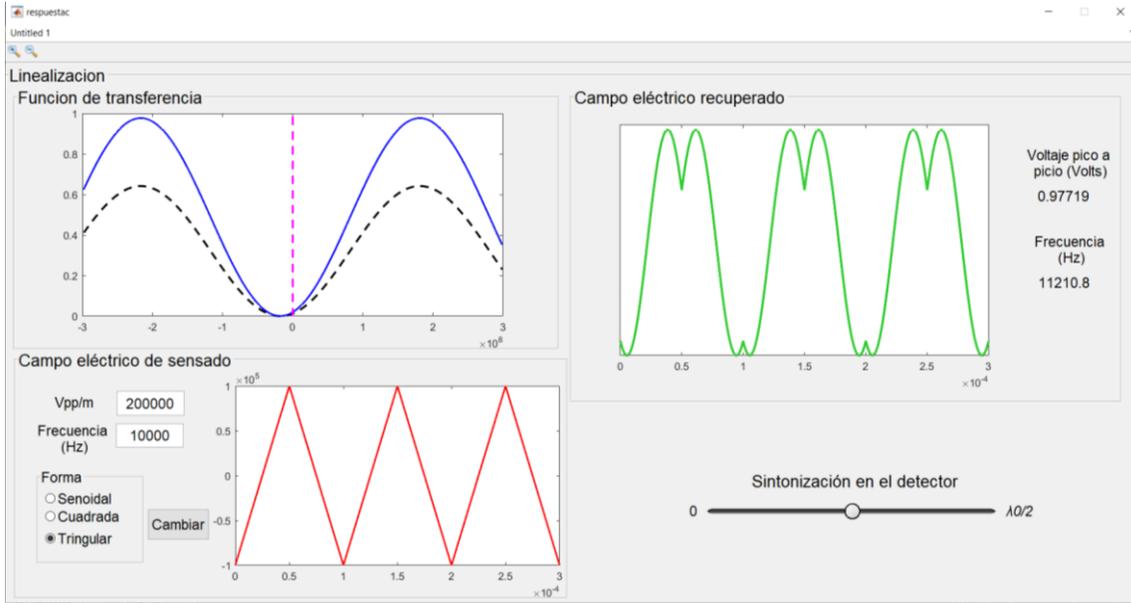


Figura 4.7. Modelado de la respuesta del esquema sensor-detector de campo eléctrico iluminado con luz y voltaje de sintonía en el retardador detector.

4.3 Esquema sensor-detector de campo eléctrico basado en retardadores ópticos MZA iluminados con luz de baja coherencia

En esta sección, el esquema sensor-detector de campo eléctrico mostrado en la figura 4.1 se analiza y se modela cuando es iluminado con luz de baja coherencia.

De acuerdo con la expresión 4.3, la intensidad óptica transmitida por el retardador sensor es

$$I_o(E) = \frac{1}{2}I_i + \frac{1}{2}I_i \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}d_0 - \pi\frac{E}{E_\pi}\right) \quad 4.6$$

De acuerdo con el principio de funcionamiento de la detección de retardos ópticos, tal como se ha descrito en la sección 2.6 del capítulo de interferencia y coherencia óptica, la intensidad de salida del retardador detector está dada por

$$I_a = \frac{I_0}{4} + \frac{I_0}{4}g(d_0) + \frac{I_0}{4}g(d_a) + \frac{I_0}{4}g(d_a - d_0) + \frac{I_0}{4}g(d_a + d_0) \quad 4.7$$

La detección de la diferencia de camino óptico introducida por el retardador sensor se realiza cuando el retardador detector se ajusta al valor $d_a = +d_0$, y únicamente se observará el paquete de franjas de interferencia del retardo del sensor. De acuerdo con la expresión 4.7, cuando el retardador detector se ajusta a $d_a = +d_0$, la intensidad óptica detectada depende del campo eléctrico sentido y está dada por

$$I_a(E) = \frac{1}{4} I_i + \frac{1}{8} I_i \cos\left(\frac{\pi E}{E_\pi}\right) \quad 4.9$$

De acuerdo con la expresión 4.9, la intensidad del campo eléctrico se detecta alrededor del máximo de la función de transferencia, por lo que la señal recuperada será una versión distorsionada y comprimida del campo sentido. Esta condición se ilustra en la figura 4.8a.

La detección lineal se puede lograr agregando una diferencia de camino óptico equivalente a $\frac{\lambda_0}{4}$, lo que permite desplazar la detección del campo eléctrico al punto de cuadratura. Por lo tanto, la intensidad de salida es

$$I_{od}(E) = \frac{1}{4} I_i + \frac{1}{8} I_i \cos\left(\frac{\pi E}{E_\pi} - \frac{\lambda_0}{4}\right) \quad 4.10$$

O equivalentemente

$$I_{od}(E) = \frac{1}{4} I_i + \frac{1}{8} I_i \sin\left(\frac{\pi E}{E_\pi}\right) \quad 4.11$$

Si $E \ll E_\pi$, la intensidad de salida se puede aproximar por

$$I_{od}(E) = \frac{1}{4} I_i \left[1 + \frac{\pi}{E_\pi} E\right] \quad 4.12$$

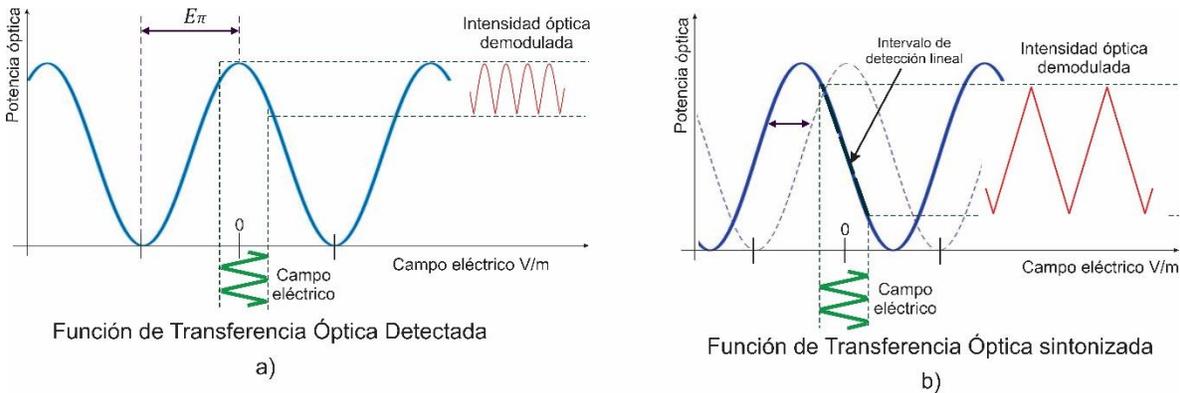


Figura 4.8. Función de transferencia óptica en el retardador detector; a) detección alrededor del máximo de la función de transferencia; b) desplazamiento al punto de cuadratura para una detección lineal

El desplazamiento diferencial del retardo en $\frac{\lambda_0}{4}$ alrededor de d_0 puede realizarse mediante la sintonización de la función de transferencia del retardador detector.

Un corrimiento de la diferencia de camino óptico permite que la función de transferencia se desplace al punto de cuadratura. Esto es posible mediante la

aplicación de un voltaje de sintonía en los electrodos del retardador detector. En este caso, y de acuerdo con la expresión (4.9), la intensidad óptica de salida está dada por

$$I_{od}(E) = \frac{1}{4}I_i + \frac{1}{8}I_i \cos\left(\frac{\pi E}{E_\pi} - \frac{\pi V}{V_{\pi CD}}\right) \quad 4.13$$

La figura 4.8b, representa el proceso de sintonización cuando se aplica el voltaje de sintonía. El trazo discontinuo corresponde a la detección en el máximo de la función de transferencia cuando el sensor y el detector están acoplados ópticamente a la diferencia de camino óptico d_0 . Cuando se aplica el voltaje de sintonía, la función de transferencia se desplaza y su punto de cuadratura se alinearán con el punto $E=0$ (trazo continuo en la figura 4.8b), lo que permite la detección lineal del campo eléctrico sentido.

4.3.1 Modelado de esquema del sensor-detector con luz incoherente

En el esquema sensor-detector de campo eléctrico, el retardador de LiNbO₃ que funciona como sensor está expuesto a un campo eléctrico externo. El retardador detector provisto de electrodos, permite sintonizar su FTEO para una recuperación lineal del campo eléctrico sentido.

El esquema sensor-detector se modela en programación MatLab. En la ventana inicial del programa ya descrito en la sección anterior se permite seleccionar el tipo de fuente luminosa, en este caso luz de baja coherencia, así como definir la longitud de onda.

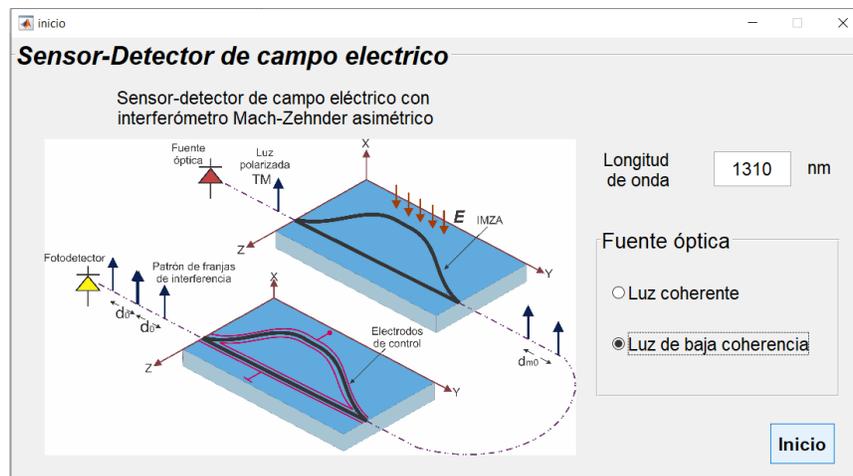


Figura 4.9. Ventana del programa de modelado del esquema sensor-detector de campo eléctrico iluminado con luz de baja coherencia.

En la ventana resultante del inicio del programa, llamada “Parámetros operativos”, se definen los parámetros operativos del sensor-detector, la cual se muestra en la figura 4.10.



Figura 4.10. Modelado de los parámetros operativos del sensor-detector de campo eléctrico

Al ejecutar el comando “calcular”, aparece una nueva ventana titulada “Respuesta”, figura 4.11, donde se muestra un primer resultado del modelado del proceso de sensado-detección. En esta figura se muestra la función de transferencia óptica a la salida del esquema sensor-detector. El campo eléctrico sensado presenta una forma de onda triangular ilustrada por el trazo rojo. El campo eléctrico recuperado a la salida del detector corresponde la forma de onda en trazo verde. La forma de onda del campo eléctrico recuperado aparece distorsionada debido a que la detección se realiza en la región no lineal superior (alrededor del $E = 0 \text{ V/m}$). Este resultado prueba que la respuesta del esquema sensor-detector no es lineal y la forma de onda del campo sensado se recuperará distorsionada.

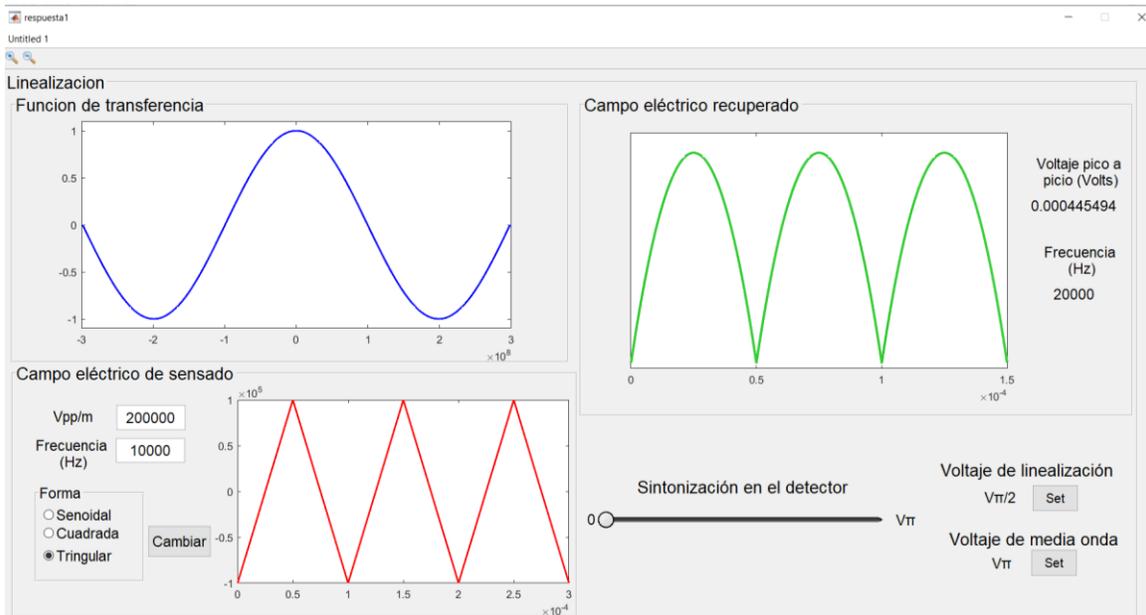


Figura 4.11. Modelado de la respuesta del esquema sensor-detector de campo eléctrico iluminado con luz de baja coherencia.

Como se ha descrito previamente en las secciones anteriores, el retardador detector, está provisto de electrodos. En la ventana mostrada en la figura 4.11, la barra titulada “Sintonización en el detector” permite variar el voltaje en los electrodos del retardador detector desde 0 volts y hasta un valor igual a $V_{\pi}/2$. Adicionalmente, presionando el botón de voltaje de linealización, se aplicará directamente un voltaje igual a $V_{\pi}/2$. Con el botón de voltaje de media onda, el voltaje en los electrodos será igual a V_{π} .

La aplicación de un voltaje de sintonía en los electrodos del retardador detector permite introducir un retardo diferencial, equivalente a $d_0 + \frac{\lambda_0}{4}$, de manera que la FTEO a la salida del detector se sintoniza a su punto de cuadratura. La sintonización se ilustra en la figura 4.12 donde se muestran las funciones de transferencia sin desplazamiento y desplazada. Como resultado de la sintonización, la respuesta del esquema sensor-detector se linealiza y el campo eléctrico se recupera en su forma de onda original, tal como fue observada por el sensor electroóptico.

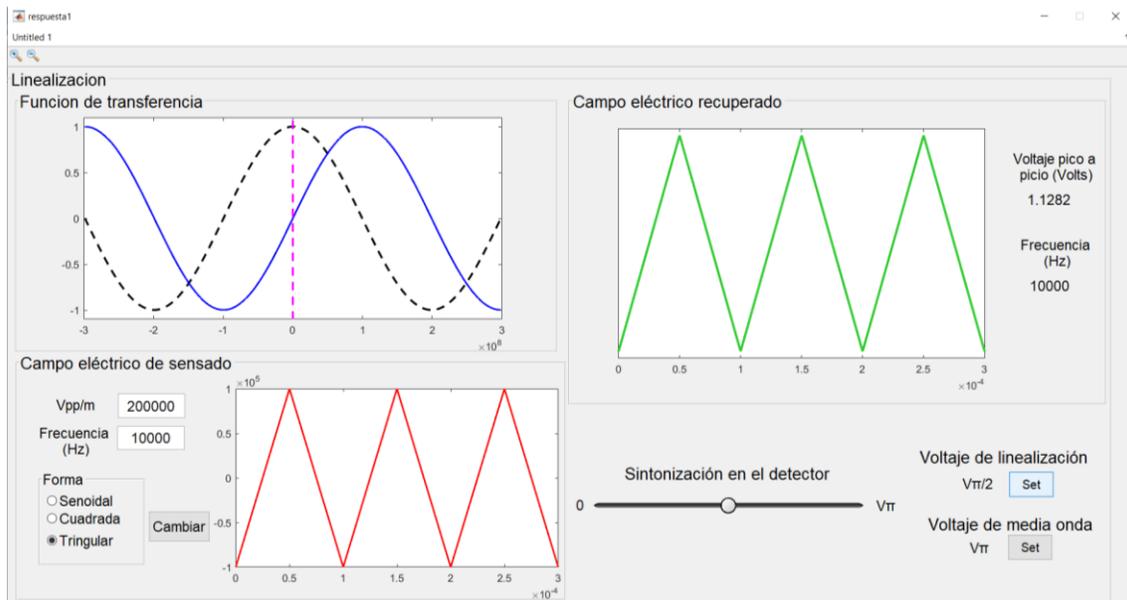


Figura 4.12. Modelado de la respuesta del esquema sensor-detector de campo eléctrico cuando la función de transferencia a la salida del detector se sintoniza al punto de cuadratura. El campo eléctrico es recuperado en su forma de onda original.

4.4 Conclusiones

En este capítulo se ha descrito la configuración de un esquema sensor-detector de campos eléctricos basados en retardadores electroópticos de LiNbO₃. El esquema propuesto utiliza dos IMZAs en serie y acoplados ópticamente. El retardador sensor es un IMZA sin electrodos y el retardador detector es un IMZA provisto de electrodos. El sensor electroóptico capta un campo eléctrico y lo imprime en la luz

que se propaga por las guías de onda del IMZA. El retardo modulado se transmite al segundo IMZA, el cual actúa como detector. El retardador detector está provisto de electrodos que se utilizan para sintonizar la función de transferencia electroóptica a la salida del esquema sensor-detector.

El esquema sensor-detector se modela mediante programación en ambiente Matlab. El modelado se realiza en dos combinaciones distintas. En un primer caso, el esquema propuesto se modela cuando es iluminado con luz altamente coherente proveniente de un diodo laser monomodo. En este caso, el campo eléctrico se imprime en cualquier región de la función de transferencia electroóptica del sensor. Si el campo eléctrico no se imprime en la región lineal del sensor, en el detector, el campo eléctrico será recuperado con distorsión, lo que muestra que la respuesta del esquema no es lineal. La función de transferencia de salida puede sintonizarse con propósito de linealizar la respuesta del esquema sensor-detector mediante la aplicación de un voltaje de sintonización en los electrodos del retardador detector. El modelo demuestra que no es posible sintonizar la función de transferencia de salida en su punto de cuadratura, y en consecuencia la respuesta es no-lineal, excepto cuando el campo es impreso en la región lineal del retardador sensor.

El segundo caso considera el modelado del esquema sensor-detector cuando es iluminado con luz de baja coherencia proveniente de fuentes incoherentes como un DELs o DSLs. En esta condición, se ha demostrado que la función de transferencia a la salida del retardador detector puede sintonizarse a su punto de cuadratura y el campo eléctrico sentido será detectado linealmente, tal como fue captado por el retardador sensor.

El modelado del esquema sensor-detector basado en retardadores electroópticos fundamenta el desarrollo de un esquema experimental para sensar y detectar campos eléctricos basado en retardadores electroópticos en LiNbO_3 . El esquema experimental, así como los resultados de este trabajo, se describen en el capítulo siguiente de esta tesis.

4.5 Referencias

- [1] C. Gutiérrez Martínez and R. Ricardez Trejo, "Modelling and experimental linearisation of electric field sensing using electrode-less LiNbO_3 interferometers and incoherent light", *Electronics Letters*, Vol. 55 No. 4 pp. 204–206, DOI:10.1049/el.2018.7868

- [2] C. Gutiérrez Martínez and R. Ricardez Trejo, "Remotely biasing the electro-optic response of an electric field sensing-detection system using LiNbO_3 asymmetric Mach–Zehnder optical retarders", *Applied Optics*, Vol. 57, No. 32, DOI:10.1364/AO.57.009677

- [3] C. Gutierrez Martinez, “Electric field schemes using low-coherence light and LiNbO_3 electrooptical retarders”, *Optical fibre, New Developments*, C. Lethien, Ed., Vukovar, Croatia: Intech, Dec. 2009, Chapter 6, ISBN 978-953-7619-50-3.
- [4] C. Gutiérrez-Martínez y J. Santos-Aguilar, “Electric field sensors based on optical retarders in lithium niobate (LiNbO_3) integrated optics technology”, *Óptica Pura y Aplicada*, DOI: 10.7149/OPA.50.2.49021, Mayo 2017.
- [5] R. Zeng, B. Wang, B. Niu, and Z. Yu, “Development and Application of Integrated Optical Sensors for Intense E-Field Measurement,” *sensors*, vol. 12, pp. 11406–11434, 2012, doi: 10.3390/s120811406.
- [6] James E. Toney, Vincent E. Stenger, Stuart A. Kingsley, Andrea Pollick, Sri Sriram y Edward Taylor, “Advanced Materials and Device Technology for Photonic Electric Field Sensors”, *Nanophotonics and Macrophotonics for Space Environments*, SPIE Vol. 8519, 2012, DOI: 10.1117/12.930740
- [7] J. Peng, S. Jia, J. Bian, S. Zhang, J. Liu and X. Zhou, “Recent Progress on Electromagnetic Field Measurement Based on Optical Sensors”, *Sensors* 2019, 19, 2860; DOI:10.3390/s19132860
- [8] U. Schlarb and K. Betzler, “Refractive indices of lithium niobate as a function of wavelength and composition,” *J. Appl. Phys.*, vol. 73, no. 7, pp. 3472–3476, 1993, DOI: 10.1063/1.352951.
- [9] R. S. Weis and T. K. Gaylord, “Lithium Niobate: Summary of Physical Properties as Crystal Structure”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 203, pp. 191–203, 1985, DOI: 10.1007/BF00614817

Capítulo 5.

Sensor-detector de campo eléctrico: experimentos y resultados

5.1 Introducción

De acuerdo con la teoría y el modelado realizado en los capítulos precedentes, el esquema sensor-detector de campo eléctrico se configura por dos retardadores electroópticos de tipo Mach-Zehnder asimétricos en cristales de Niobato de Litio. El primer retardador actúa como sensor de campo eléctrico sin electrodos, el segundo actúa como un detector-demodulador y está provisto de electrodos.

En el retardador sensor un campo eléctrico modula la luz que se propaga por las guías de onda del interferómetro Mach-Zehnder asimétrico (IMZA). La luz modulada se transmite al retardador detector. En el retardador detector se recupera el campo eléctrico al sintonizar la función de transferencia óptica a su punto de cuadratura. Esto se logra aplicando un voltaje de sintonía en los electrodos del retardador detector.

En este capítulo se describe el desarrollo experimental del esquema sensor-detector de campo eléctrico basados en retardadores Mach-Zehnder asimétricos. En una primera parte de este capítulo, se describe la caracterización experimental de la fuente luminosa para determinar su longitud de coherencia. De igual manera, se reporta la caracterización de los retardadores ópticos utilizados. En la segunda parte de este capítulo se reportan los resultados experimentales del proceso de sensado-detección de campos eléctricos utilizando retardadores ópticos como portadores de la información.

5.2 Caracterización de la fuente óptica

Para configurar el esquema sensor-detector propuesto, un parámetro fundamental es conocer la longitud de coherencia de la fuente óptica. La fuente luminosa en el esquema sensor-detector de campo eléctrico es un diodo superluminiscente (DSL). Los DSLs presentan generalmente un espectro de emisión gaussiano con longitudes de coherencia de algunas decenas a centenas de micrómetros. Aunque los fabricantes proporcionan valores típicos del espectro de emisión, no proporcionan datos relativos a las propiedades estadísticas de la emisión luminosa. Por esta razón, resulta fundamental medir la longitud de coherencia de las fuentes ópticas que se utilicen en el desarrollo experimental de este trabajo.

La medición de la longitud de coherencia del DSL se realiza con un interferómetro de Michelson, el cual permite desplazar uno de sus espejos mediante control por computadora. El esquema de medición se ilustra en la figura 5.1, la interferencia a la salida del interferómetro es digitalizada y analizada por medio de un programa realizado en MatLab.

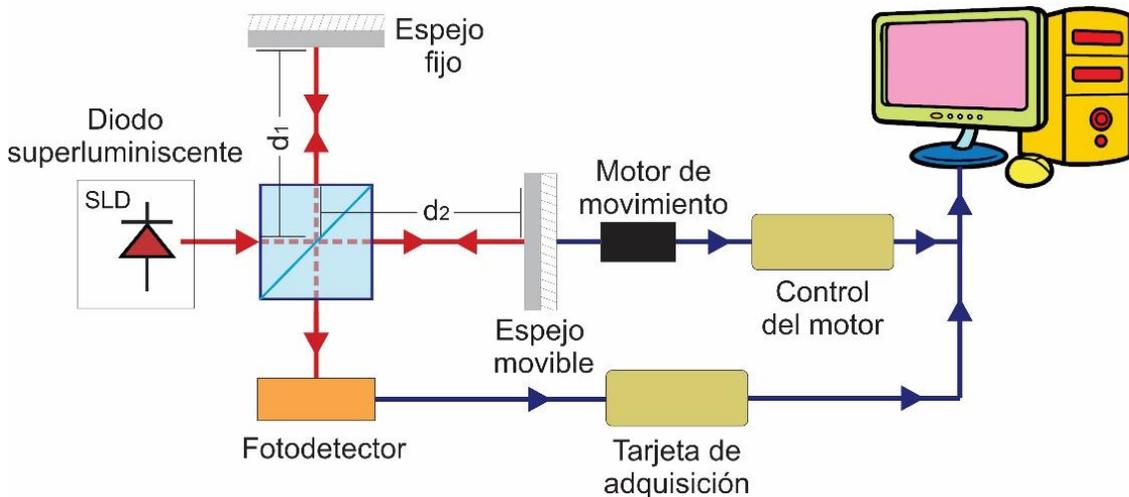


Figura 5.1. Esquema de medición automatizada de longitudes de coherencia óptica mediante el interferómetro de Michelson

En la figura 5.2 se muestra la caracterización de la fuente óptica, en este caso un DSL. La figura 5.2a ilustra el espectro de emisión de la fuente luminosa. El espectro presenta un perfil gaussiano con longitud de onda central de 1310 nm. La figura 5.2b, muestra la función de autocorrelación, medida con el interferómetro de Michelson. La medición determina que la longitud de coherencia del DSL es de 60 μm .

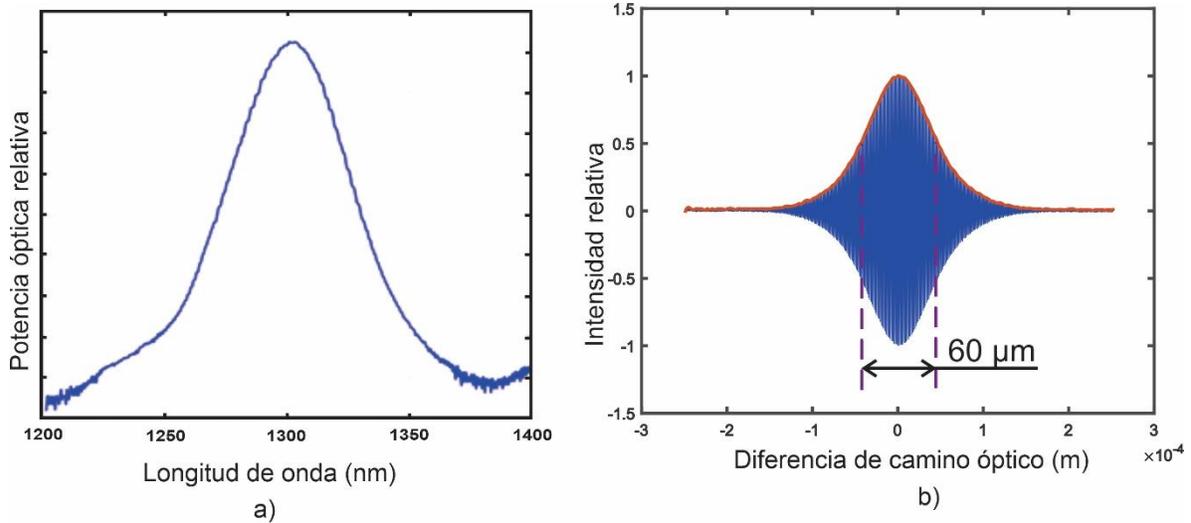


Figura 5.2. Caracterización de la fuente óptica DSL; a) espectro de emisión en la banda de 1300 nm; b) autocorrelación del diodo superluminiscente y su longitud de coherencia

De acuerdo con el modelado descrito en el capítulo precedente, la configuración de un esquema sensor-detector de campo eléctrico basado en retardadores ópticos requiere que las diferencias de camino óptico introducidas sean superiores a la longitud de coherencia de la fuente luminosa. De acuerdo con la medición experimental la longitud de coherencia del DSL es de $60 \mu\text{m}$. Los retardadores ópticos que se utilizan en el esquema propuesto introducen una diferencia de camino óptico superior a $100 \mu\text{m}$, la cual es superior a la longitud de coherencia de la fuente óptica. En la sección siguiente se reporta la caracterización de los retardadores ópticos utilizados en este trabajo.

5.3 Medición de las diferencias de camino óptico

Para probar el esquema de sensor-detector de campo eléctrico se utilizaron dos chips de LiNbO_3 con interferómetros Mach-Zehnder asimétricos de propósito especial. Estos dispositivos pueden funcionar como retardadores ópticos. Uno de los retardadores se utiliza como sensor de campo eléctrico. El segundo, que se utiliza como detector-demodulador, cuenta con electrodos, lo que permite la aplicación de un voltaje de corriente directa con propósito de sintonizar su función de transferencia electroóptica. Los dispositivos están fabricados en cristales de LiNbO_3 de corte x y propagación y ; tienen dimensiones de $54 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$. Los dispositivos muestran guías de ondas asimétricas con brazos desequilibrados que presentan una diferencia de longitud del orden de $70 \mu\text{m}$. Los retardadores sensor y detector, están acoplados ópticamente; es decir, introducen el mismo valor de retardo óptico. La diferencia de camino óptico introducida por el sensor se ha medido con el interferómetro Michelson y se muestra en la figura 5.3. En esta figura puede observarse que la diferencia de camino óptico es del orden de

170 μm , mayor que la longitud de coherencia de la fuente luminosa. De esta manera, el retardo óptico puede ser detectado para recuperar el campo eléctrico sentido sin interferencia con la autocorrelación de la fuente óptica. Como el retardador detector es idéntico al sensor, las diferencias de camino óptico son del mismo valor.

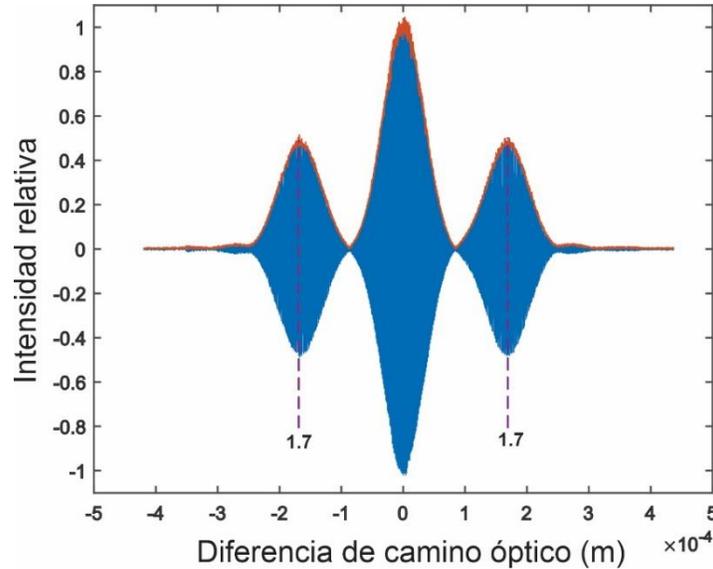


Figura 5.3. Medición de la diferencia de camino óptico introducida por el retardador sensor de campo eléctrico.

Para lograr la detección del campo eléctrico es necesario verificar que tanto el sensor como el detector generen la misma diferencia de camino óptico. Los retardos introducidos pueden medirse separadamente. Sin embargo, para comprobar que los dos dispositivos están acoplados ópticamente, se miden en serie con el interferómetro de Michelson automatizado, tal como se muestra en la figura 5.4.

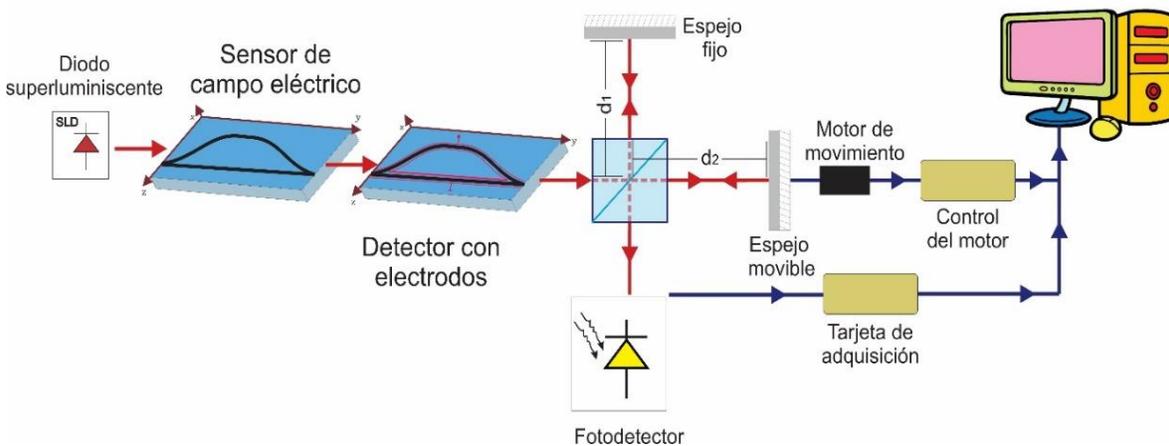


Figura 5.4. Medición de las diferencias de camino óptico de los retardadores sensor-detector en serie

Los paquetes de interferencia generados por el esquema sensor-detector de campo eléctrico se muestran en la figura 5.5. De acuerdo con el proceso de generación-detección de retardos ópticos descritos en los capítulos anteriores, en el interferograma resultante se observan los patrones de interferencia centrados alrededor de las diferencias de camino óptico introducidas por los retardadores ópticos.

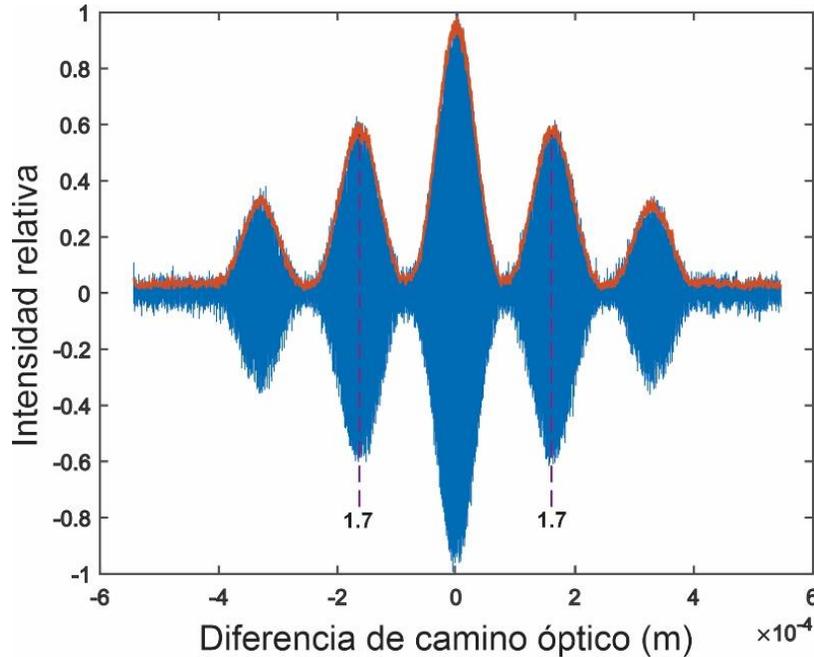


Figura 5.5. Autocorrelación óptica del esquema del sensor-detector de campo eléctrico configurado por IMZAs en serie

Como se puede observar en la figura 5.5, la diferencia de camino óptico estático es $d_0 \approx 170 \mu m$. La medición de los retardadores en serie muestra que los dos retardadores están acoplados ópticamente. Esta condición asegura la detección del campo eléctrico a la salida del esquema sensor-detector.

5.5 Configuración experimental del sensor-detector

En la figura 5.6 se muestra la configuración básica experimental del esquema sensor-detector de campo eléctrico. En el esquema, la fuente óptica es el DSL caracterizado en la sección 5.2. La luz del DSL se polariza en modo transversal magnético (TM) alineado con respecto al eje x del sensor.

El sensor y el detector de campo eléctrico se interconectan por fibra óptica.

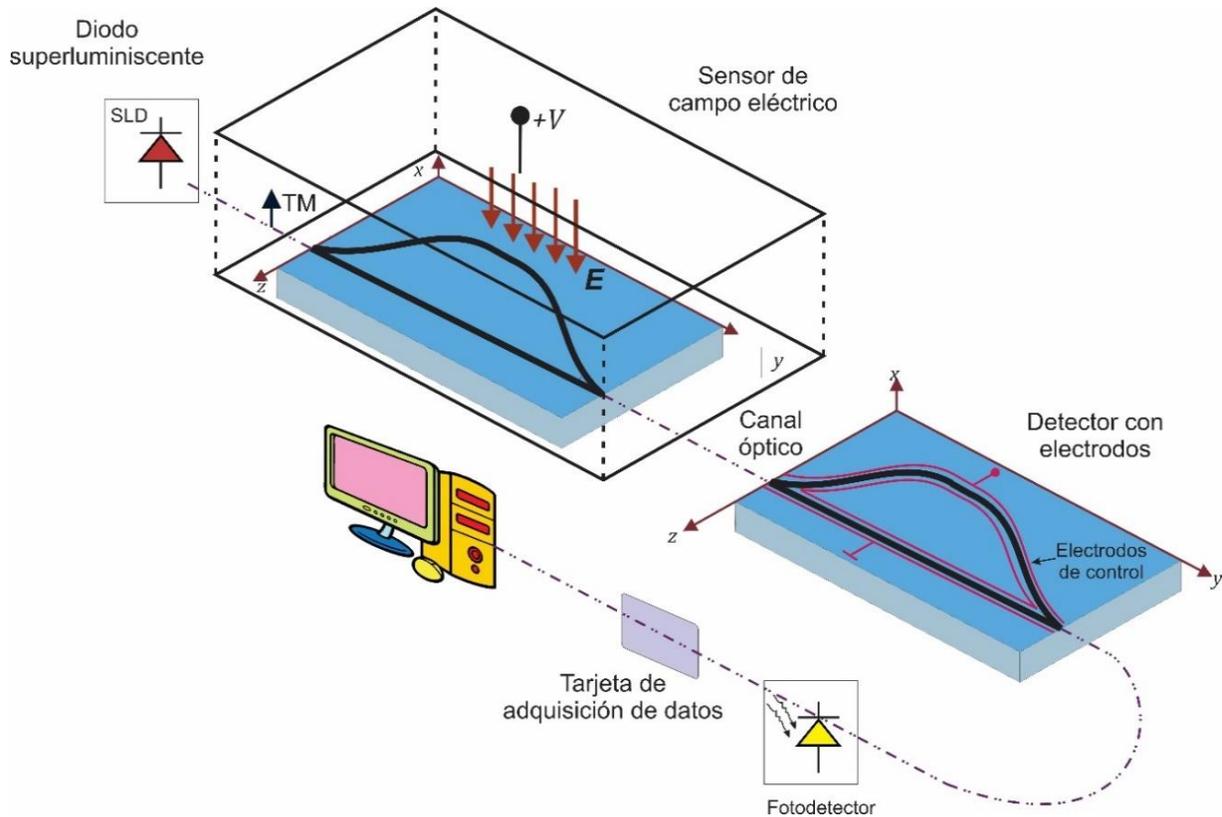


Figura 5.6. Esquema experimental del sensor-detector de campo eléctrico

Como se ha explicado a lo largo de este trabajo, el retardador detector está provisto de electrodos, lo cuales presentan una longitud de 40 mm. Esta longitud determina un voltaje de media onda $V_{\pi} = 1.8 V$. La medición de la función de transferencia óptica (FTO) a la salida del detector se realizó aplicando un voltaje que varía desde -3 a $3 V_{cc}$ en los electrodos de sintonización. En la figura 5.7 se puede observar que el máximo de la FTO se encuentra alrededor de $0 V$ (trazo continuo en color azul). Como se ha descrito en el capítulo anterior, la función de transferencia óptica a la salida del detector puede desplazarse mediante un voltaje en los electrodos. El desplazamiento de la función de transferencia hacia su punto de cuadratura, alrededor de $V_{CD}=0$, se consigue aplicando un voltaje de $0.9 V$ ($V_{\pi}/2$) en los electrodos de sintonización del detector. Esta condición se observa en la figura 5.7 y corresponde el trazo negro discontinuo.

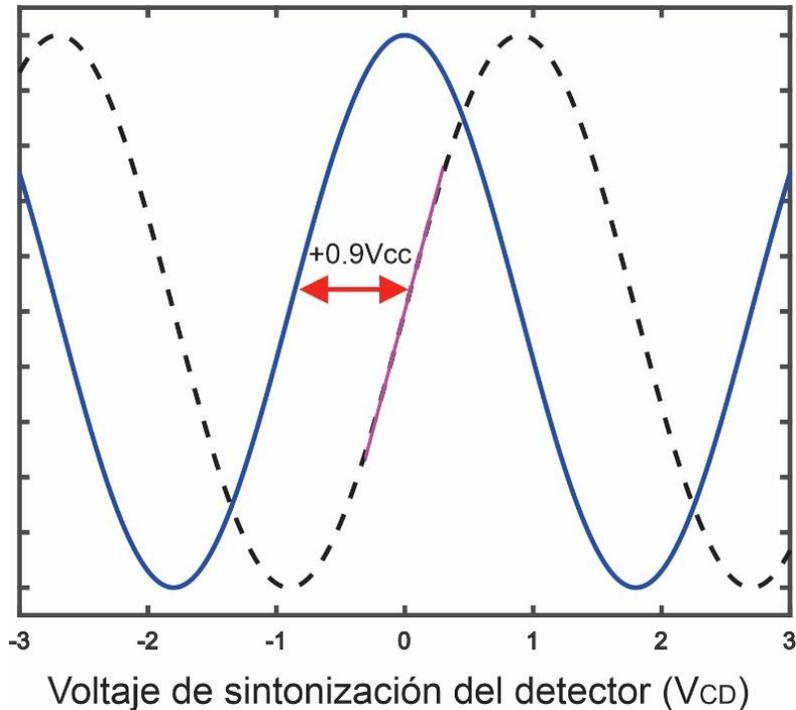


Figura 5.7. Función de transferencia óptica recibida a la salida del retardador detector para un voltaje -3 a $3 V_{CD}$ en los electrodos de sintonización

5.5.1 Caracterización experimental del proceso de sensado-detección de campo eléctrico

El esquema experimental sensor-detector de campo eléctrico mostrado en la figura 5.6 ha sido probado para sensar y detectar campos eléctricos generados en el laboratorio. Para fines de experimentación, el campo eléctrico externo es generado combinando un generador de señal y un amplificador de video de alto voltaje. El amplificador de video muestra una ganancia de voltaje de aproximadamente 100 y produce una salida lineal entre 10 y 160 Vpp cuando el voltaje de entrada varía entre 100 y 1600 mVpp. El alto voltaje se aplica a placas paralelas en contacto con el retardador sensor. Esta condición produce un campo eléctrico que varía entre 20 y 320 kVpp/m.

En el sensor sin electrodos la luz del DSL es modulada por el campo eléctrico externo. A la salida del sensor, el campo eléctrico es impreso en la función de transferencia óptica. El retardo modulado se transmite al retardador detector. La salida óptica del detector es recuperada por un fotodiodo PIN.

El fotodiodo PIN es un tipo de fotodetector muy utilizado en aplicaciones optoelectrónicas debido a su alta sensibilidad y rápido tiempo de respuesta [7]. Cuando la luz cae sobre el fotodiodo PIN, genera una fotocorriente proporcional a la intensidad de la luz incidente. Para amplificar y convertir la fotocorriente en una

señal de voltaje que se pueda medir y procesar el fotodiodo se combinan con un amplificador de transimpedancia [8].

El circuito básico de un fotodiodo con amplificador de transimpedancia consiste en una resistencia de retroalimentación conectada a un amplificador operacional en configuración no inversor [8]. El fotodiodo está conectado en serie con la resistencia de retroalimentación

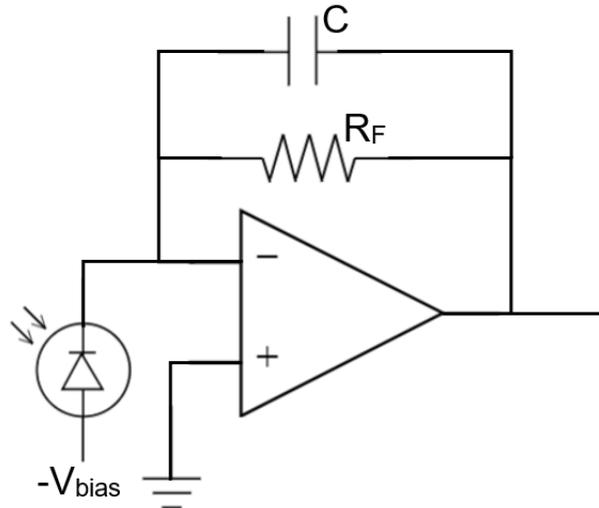


Figura 5.8. Circuito amplificador de transimpedancia con fotodiodo para la detección del campo eléctrico

Para garantizar la estabilidad se coloca un capacitor en paralelo con la resistencia de retroalimentación. La corriente generada en el fotodiodo fluye a través de la resistencia de retroalimentación creando un voltaje. El amplificador operacional amplifica este voltaje para producir una salida proporcional a la corriente de entrada. La salida del amplificador de transimpedancia se conecta a una tarjeta de adquisición de datos y al osciloscopio para su análisis.

El campo eléctrico recuperado por el fotodiodo es una versión distorsionada del original. La detección lineal del campo eléctrico se consigue al aplicar un voltaje de 0.9V en los electrodos del detector, tal como se muestra en la figura 5.9.

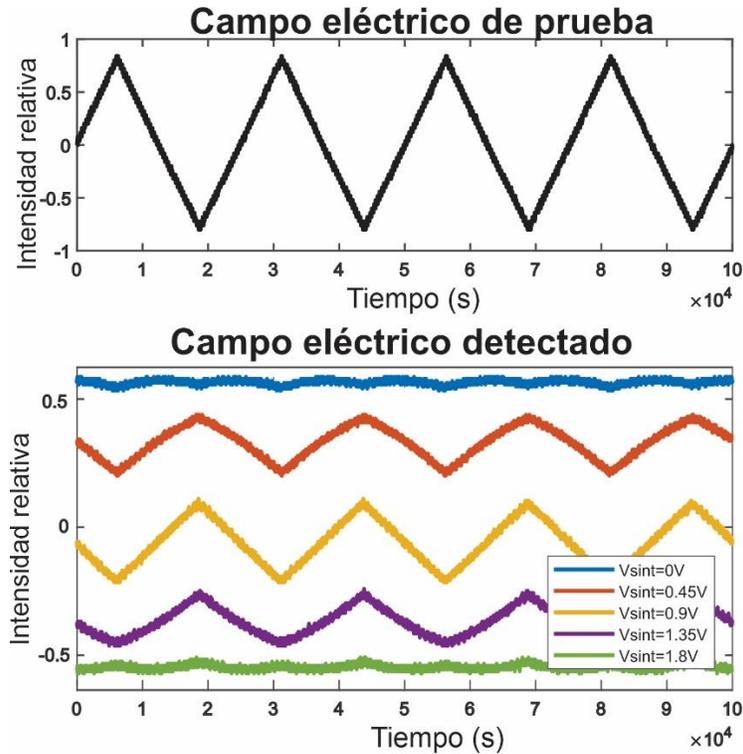


Figura 5.9. Campo eléctrico detectado por el esquema experimental propuesto.

Como se observa en la figura 5.9, la detección óptica alrededor del máximo o mínimo del FTEO da como resultado formas de onda distorsionadas y comprimidas del campo eléctrico detectado. La detección lineal se logra cuando el FTEO se ajusta alrededor de su punto de cuadratura, este ajuste proporciona una respuesta lineal, y se recuperan las formas de onda de campo eléctrico sentido.

Para demostrar cuantitativamente el proceso de sensado-detección lineal, el esquema experimental ha sido probado con campos eléctricos de corriente alterna (CA), con intensidades entre 20 y 320 kVpp/m. El campo eléctrico proviene del generador de señales. Un amplificador de alto voltaje provee la señal de campo eléctrico con intensidad variable. El campo eléctrico es recuperado cuando la FTEO del retardador-demodulador se sintoniza en su punto de cuadratura. El campo eléctrico es convertido por un fotodetector en un voltaje de CA que es medido por un osciloscopio y un esquema de adquisición de datos. El campo eléctrico en el intervalo de 20 a 320 Kvpp/m se detecta como un voltaje de CA con variación entre 20 y 300 mV/pp. La relación medida entre el voltaje de salida y el campo eléctrico sentido se muestra en la figura 5.10.

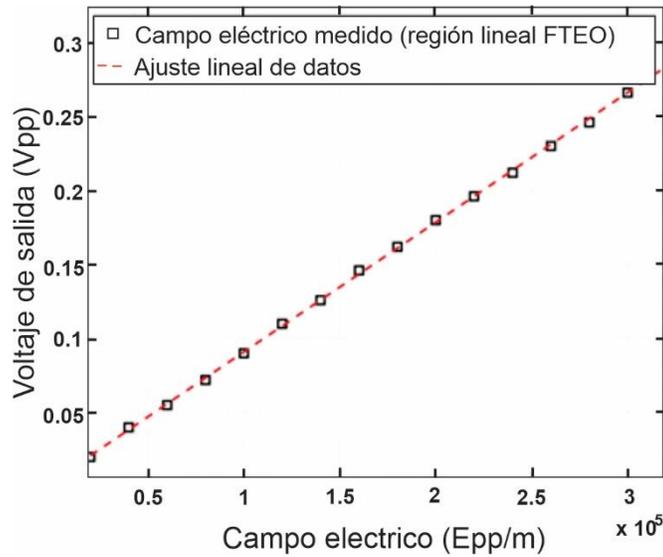


Figura 5.10. Respuesta experimental del esquema sensor-detector de campo eléctrico que muestra la relación experimental de voltaje de salida-campo eléctrico sentido.

En esta figura, el trazo de cuadros negros corresponde la detección del campo eléctrico en la región lineal de la FTEO del esquema sensor-detector. La respuesta lineal se asegura cuando se aplica un voltaje de +0.9 Vcd en los electrodos del retardador detector. El ajuste de los datos medidos a una línea recta se muestra mediante el trazo discontinuo en rojo. La ecuación de ajuste está dada por

$$V_{opp}(E_{pp}) = 8.76 \times 10^{-7}(E_{pp}) \quad 5.1$$

Esta ecuación se ajusta a los datos medidos con un coeficiente de correlación de 0.9997 y representa la relación de calibración entre el voltaje de salida y el campo eléctrico sentido por el esquema desarrollado en este trabajo.

Los resultados experimentales descritos en este capítulo permiten demostrar el funcionamiento del esquema sensor-detector de campo eléctrico basado en retardadores electroópticos tipo IMZA en serie, así como el proceso de linealización de su respuesta mediante la sintonización de la FTEO del retardador detector. El desarrollo de este trabajo y los resultados alcanzados abren las perspectivas de continuidad de actividades de investigación en esta temática, en particular hacia el desarrollo de esquemas sensor-detector multicanal mediante la asociación de varios retardos sucesivos generados mediante dispositivos electroópticos en LiNbO₃.

5.6 Conclusiones

En este capítulo se ha descrito el desarrollo experimental de un esquema sensor-detector de campos eléctricos, basado en retardadores electrópticos de Niobato de Litio.

La fuente de óptica empleada para el esquema experimental es un diodo superluminiscente que emite a una longitud de onda central de 1310nm y una longitud de coherencia de 60 μ m. El sensor y el detector son dos retardadores Mach-Zehnder asimétricos, construidos en cristales de LiNbO₃.

El sensor, desprovisto de electrodos, se encuentra expuesto al campo eléctrico externo que modula el retardador óptico. El retardo modulado a la salida del sensor es transmitido por fibra óptica hacia el detector

En el detector el campo eléctrico es recuperado linealmente al desplazar la función de transferencia óptica a su punto de cuadratura, para ello es necesario aplicar un voltaje de sintonía en los electrodos del detector. La salida óptica del detector es convertida a voltaje empleando un fotodiodo PIN.

El desarrollo de este trabajo ha permitido demostrar que el proceso de sensado-detección de campos eléctricos presenta una respuesta que puede linealizarse mediante la sintonización de la función de transferencia óptica del detector, en condiciones de iluminación con luz de baja coherencia. La linealización se consigue cuando la función de transferencia del detector se desplaza a su punto de cuadratura al aplicarse un voltaje de sintonía en los electrodos del detector-demodulador.

5.7 Referencias

- [1] C. Gutiérrez Martínez and R. Ricardez Trejo, "Modelling and experimental linearization of electric field sensing using electrode-less LiNbO₃ interferometers and incoherent light", *Electronics Letters*, Vol. 55 No. 4 pp. 204–206, DOI:10.1049/el.2018.7868
- [2] C. Gutiérrez Martínez and R. Ricardez Trejo, "Remotely biasing the electro-optic response of an electric field sensing-detection system using LiNbO₃ asymmetric Mach–Zehnder optical retarders", *Applied Optics*, Vol. 57, No. 32, DOI:10.1364/AO.57.009677
- [3] C. Gutiérrez-Martínez, "Linear response of an electric field sensing scheme based on electrode-less LiNbO₃ asymmetric Mach-Zehnder interferometers and laser/LED light", 12th International Conference on Sensing Technology (ICST), DOI: 10.1109/ICSensT.2018.8603664

- [4] R. Zeng, B. Wang, B. Niu, and Z. Yu, “Development and Application of Integrated Optical Sensors for Intense E-Field Measurement,” *Sensors*, vol. 12, pp. 11406–11434, 2012, DOI: 10.3390/s120811406.
- [5] W. C. Wang, H. Lotem, and R. Forber, “Optical electric-field sensors,” *Opt. Eng.*, vol. 45, no. December 2006, pp. 1–8, 2006, DOI: 10.1117/1.2404611.
- [6] J. Peng, S. Jia, J. Bian, S. Zhang, J. Liu and X. Zhou, “Recent Progress on Electromagnetic Field Measurement Based on Optical Sensors”, *Sensors* 2019, 19, 2860; DOI:10.3390/s19132860
- [7] R. F. Coughlin, “Amplificadores Operacionales y Circuitos Integrados Lineales”, a 6ª edición, Prentice Hall, 2006
- [8] S. Franco, “Diseño con amplificadores operacionales y circuitos integrados a analógicos”, tercera edición, Mc Graw Hill, 2005.

Capítulo 6.

Conclusiones y trabajo a futuro

Conclusiones

En esta tesis se propone y describe un esquema sensor-detector de campo eléctrico utilizando dos moduladores electroópticos de LiNbO_3 acoplados ópticamente. El sensor es un primer modulador con IMZA sin electrodos y se encuentra expuesto al campo eléctrico desconocido. El detector es un segundo modulador con IMZA provisto de electrodos, funciona como demodulador óptico y sintonizador de la función de transferencia óptica a su punto de cuadratura.

El sensor introduce un retardo óptico que es modulado por el campo eléctrico sensado. El campo eléctrico se imprime en el retardo óptico o, de manera equivalente, en la diferencia de camino óptico. El retardo modulado por el campo eléctrico puede ser detectado por un segundo retardador que actúa como demodulador óptico. El retardo en el sensor y en el detector deben coincidir ópticamente para garantizar la detección óptima del campo eléctrico detectado.

Como el sensor no está polarizado en el punto de cuadratura de su función de transferencia óptica, el campo eléctrico no se detecta linealmente. El detector con electrodos de "sintonización", permite el cambio eléctrico de la función de transferencia óptica a su punto de cuadratura cuando se aplica un voltaje de corriente directa en los electrodos. El esquema sensor-detector de campo eléctrico se modela para ser iluminado por luz coherente o incoherente.

Cuando el esquema propuesto es iluminado con luz coherente como la de un diodo laser, el campo eléctrico se imprime en cualquier región de la función de transferencia óptica del sensor. En el detector no es posible sintonizar la función de transferencia de salida mediante la aplicación de un voltaje en los electrodos, en consecuencia, el campo eléctrico se recupera de forma distorsionada, excepto cuando el campo es impreso en la región lineal del sensor.

Cuando el esquema sensor-detector de campo eléctrico se ilumina con luz incoherente de un LED o de un diodo superluminiscente, se logra una detección

lineal al aplicar un voltaje de sintonización en los electrodos del detector, para desplazar la función de transferencia óptica a su punto de cuadratura.

El esquema sensor-detector de campo eléctrico propuesto demuestra teórica y experimentalmente la capacidad de detectar linealmente campos eléctricos, utilizando sensores electroópticos sin electrodos. Esta técnica electroóptica evita la distorsión del campo eléctrico y mejora la sensibilidad del sensor. Las potenciales aplicaciones de este esquema son la medición de campos eléctricos intensos en ambientes de riesgo al ser humano.

Trabajo a futuro

- Verificar e incrementar la longitud de enlace entre el sensor y detector
- Diseñar y modelar un esquema multicanal para la detección de campos eléctricos
- Realizar un análisis de la relación señal a ruido
- Analizar y modelar el ruido de fase y el ruido de intensidad introducido por las fuentes ópticas

Trabajos derivados de esta tesis

- [1] C. Gutiérrez Martínez and R. Ricardez Trejo, “Modelling and experimental linearization of electric field sensing using electrode-less LiNbO₃ interferometers and incoherent light”, *Electronics Letters*, Vol. 55 No. 4 pp. 204–206, DOI:10.1049/el.2018.7868
- [2] C. Gutiérrez Martínez and R. Ricardez Trejo, “Remotely biasing the electro-optic response of an electric field sensing-detection system using LiNbO₃ asymmetric Mach–Zehnder optical retarders”, *Applied Optics*, Vol. 57, No. 32, DOI:10.1364/AO.57.009677
- [3] R. Ricardez Trejo and C. Gutiérrez Martínez, “An electric field sensing-detection system based on LiNbO₃ birefringent optical waveguides”, X Ibero American Optics Meeting y XIII Latin American Meeting on Optics, Lasers and Applications y Mexican Optics and Photonics Meeting, (RIAO-OPTILAS-MOPM 2019)