



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

**PROGRAMA DE MAESTRIA Y DOCTORADO EN
INGENIERIA**

CENTRO DE CIENCIAS APLICADAS Y DESARROLLO TECNOLÓGICO

**DESARROLLO DE UN POLARÍMETRO DE MUELLER CON
RETARDADORES VARIABLES DE CRISTAL LÍQUIDO**

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

MAESTRO EN INGENIERIA

INGENIERÍA ELÉCTRICA - INSTRUMENTACIÓN

P R E S E N T A :

JUAN MANUEL LÓPEZ TÉLLEZ

TUTOR:

DR. NEIL CHARLES BRUCE DAVIDSON

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. Roberto Ortega Martínez
Secretario: Dr. José Rufino Díaz Uribe
Vocal: Dr. Neil Charles Bruce Davidson
1^{er} Suplente: Dr. Maximino Avendaño Alejo
2^{do}. Suplente: Dr. Naser Qureshi

Lugar o lugares donde se realizó la tesis:

Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, UNAM.

TUTOR DE TESIS:

Dr. Neil Charles Bruce Davidson

A mis padres Virginia Téllez y J.Manuel López.

A mis hermanos Joel y Virginia.

Agradecimientos

En primer lugar, agradezco a la Universidad Nacional Autónoma de México por la formación profesional que he recibido y este nuevo grado académico que me otorga.

Agradezco a mi director de tesis el Dr. Neil C. Bruce Davidson por todo su apoyo, sabiduría y paciencia para guiarme durante la realización de este trabajo de tesis.

Al Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico de la UNAM por todas las facilidades que se me otorgaron para el desarrollo de esta tesis.

Le agradezco CONACyT el apoyo económico que recibí a través de la beca para estudios de maestría No. 39666.

También, agradezco el financiamiento para este trabajo de tesis por parte de CONACyT a través del proyecto No. 79814 y por parte de DGAPA, UNAM, a través del proyecto PAPIIT No. IN-115209.

A mis revisores de tesis: Dr. Roberto Ortega, Dr. Rufino Díaz, Dr. Maximino Avendaño y Dr. Naser Qureshi. Gracias por su tiempo, por sus sugerencias y valiosas aportaciones que contribuyeron a mejorar este trabajo.

A mis compañeros, colegas físicos y amigos que han estado conmigo y nos hemos apoyado mutuamente durante todo este tiempo. Gracias por su amistad y compañerismo, ustedes han sido parte fundamental en todos mis logros alcanzados.

Finalmente pero más importante, a mi familia por su incondicional y absoluto respaldo en todos los proyectos que me he propuesto emprender. Esta tesis y mi título profesional se los dedico a ustedes.

Resumen

Este trabajo presenta los principales resultados del desarrollo de un polarímetro de Mueller usando retardadores variables de cristal líquido para ser empleado como instrumento óptico de medición en un esparcímetero polarimétrico. Se desarrollaron dos diferentes técnicas de medición de la matriz de Mueller y se implementó un polarímetro de Stokes como paso intermedio para producir el polarímetro de matriz de Mueller con el método de la transformada rápida de Fourier. Se presentan los resultados experimentales de la medición simultánea de los cuatro parámetros de Stokes de un haz de luz usando los retardadores variables de cristal líquido. Se usaron placas retardadoras conocidas (cuarto y media longitud de onda) como elementos para suministrar luz con estados de polarización controlados al polarímetro de Stokes, y se usaron los parámetros de Stokes medidos en función de la orientación de los ejes ópticos de las placas retardadoras como un indicador de la calidad del polarímetro. Se presenta una discusión acerca de los efectos de la no linealidad de la variación de la retardancia y los errores en la alineación óptica sobre los resultados experimentales. También, se presentan los resultados de simulaciones numéricas para compararlas con los resultados experimentales. Finalmente, se midió la matriz de Mueller (en modo de transmisión) para un tramo de aire, un polarizador lineal y dos placas retardadoras (cuarto y media longitud de onda). De manera similar a las mediciones de los parámetros de Stokes, se usaron los elementos de la matriz de Mueller medidos en función de la orientación de los ejes ópticos del polarizador lineal y de las placas retardadoras como un indicador de la calidad del polarímetro. Se comprobó que este instrumento de medición cumple con tener una buena precisión y exactitud de resultados.

Abstract

In this work, we present the main results obtained in the development of a Mueller matrix polarimeter using liquid-crystal variable retarders (LCVRs) for use in a goniometric scatterometer. We have developed two different techniques for the measurement of the Mueller matrix and we have implemented a Stokes polarimeter as an intermediate step to producing a Mueller matrix polarimeter. Experimental results using LCVRs to measure the four Stokes parameters of a light beam simultaneously are presented. We use known waveplates (half-wave and quarter-wave) as known devices to provide controlled polarization states to the Stokes polarimeter, and we use the measured Stokes parameters as functions of the orientation of the axes of the waveplates as an indication of the quality of the polarimeter. The effects of errors in optical alignment and nonlinearity of the retardance variation on the results are presented and discussed. We also present results of simulations for comparison. Finally, we have measured the complete Mueller matrix (in transmission mode) for an air gap, a linear polarizer and two known waveplates (half-wave and quarter-wave). In a similar way, by analogy with the Stokes parameters measurements, we use the measured Mueller matrix elements as functions of the orientation of the axes of the linear polarizer and the waveplates as an indication of the quality of the polarimeter. It has been found that the measurement device met a good precision and accuracy.

Índice general

| | |
|--|-----------|
| 1. Introducción | 8 |
| 2. Fundamentos de polarización de la luz | 11 |
| 2.1. Antecedentes. | 11 |
| 2.2. Vectores de Stokes y matrices de Mueller. | 12 |
| 2.2.1. Derivación de los parámetros de Stokes. | 13 |
| 2.2.2. Vectores de Stokes para estados de polarización comunes. | 19 |
| 2.2.3. Determinación de la matriz de Mueller para un elemento óptico. | 20 |
| 2.2.4. Matrices de Mueller para elementos ópticos frecuentemente utilizados. | 25 |
| 2.3. Medición de la polarización de la luz. | 26 |
| 2.3.1. Polarímetro de Stokes. | 26 |
| 2.3.2. Polarímetro de Mueller. | 31 |
| 2.3.2.1. Método de la transformada rápida de Fourier. | 31 |
| 2.3.2.2. Método de las retardancias escalonadas. | 32 |
| 3. Descripción, pruebas y caracterización de los elementos ópticos | 37 |
| 3.1. Fotodetector Hamamatsu H7468-20. | 38 |
| 3.2. Retardadores variables de cristal líquido. | 40 |
| 3.3. Caracterización de los retardadores variables. | 43 |
| 4. Polarímetro de Stokes | 48 |
| 4.1. Alineación óptica. | 48 |
| 4.2. Simulaciones numéricas. | 50 |
| 4.3. Resultados experimentales. | 51 |
| 4.4. Determinación de errores en la alineación óptica. | 53 |
| 4.5. Determinación de errores en la caracterización de retardadores variables. | 58 |
| 5. Polarímetro de Mueller | 62 |
| 5.1. Alineación óptica. | 62 |
| 5.2. Método de la transformada rápida de Fourier. | 62 |
| 5.2.1. Resultados experimentales. | 63 |
| 5.3. Método de las retardancias escalonadas. | 64 |
| 5.3.1. Resultados experimentales. | 65 |

| | |
|---|-----------|
| 6. Conclusiones | 69 |
| 6.1. Resumen y conclusiones. | 69 |
| 6.1.1. Caracterización de los retardadores variables. | 70 |
| 6.1.2. Polarímetro de Stokes. | 70 |
| 6.1.3. Polarímetro de Mueller con el método de la transformada rápida de Fourier. | 70 |
| 6.1.4. Polarímetro de Mueller con el método de las retardancias escalonadas. | 71 |
| 6.2. Trabajo futuro | 72 |
| 6.3. Publicaciones | 72 |
| | |
| A. Programación en LabVIEW | 77 |
| A.1. Introducción. | 77 |
| A.2. Programa para automatizar la caracterización de los retardadores variables. | 78 |
| A.3. Programa de control para los retardadores variables. | 81 |
| A.4. Programa para operar el polarímetro de Stokes. | 84 |
| A.5. Programa para operar el polarímetro de Mueller con el método de la transformada rápida de Fourier. | 87 |
| A.6. Programa para operar el polarímetro de Mueller con el método de las retardancias escalonadas. | 89 |

Capítulo 1

Introducción

El esparcimiento de la luz tiene aplicaciones en muchas áreas científicas y tecnológicas. Por ejemplo, se puede utilizar para modelar problemas de percepción remota o para problemas de pruebas o inspección de circuitos impresos. En la literatura, se han publicado muchos trabajos sobre esparcimiento en superficies unidimensionales, esto es superficies que varían solo en una dirección sobre un plano, como una superficie con un patrón de líneas sobre su plano promedio. El problema de esparcimiento de la luz en superficies bidimensionales, por ejemplo, agujeros circulares o cuadrados distribuidos sobre un plano, ha resultado ser mucho más complicado de atacar teórica o numéricamente, pero recientemente se han realizado avances en esta área. Prácticamente, casi todas las superficies tecnológicas de interés para esparcimiento son del tipo bidimensional.

En cuanto a la medición de la luz esparcida en superficies rugosas, también hay mucho trabajo publicado sobre el esparcimiento de la luz en superficies unidimensionales, pero muy poco con respecto a superficies bidimensionales. El problema aquí es que, mientras que una superficie unidimensional esparce la luz en un plano, que involucra una medición rotando un detector alrededor de la superficie, una superficie bidimensional esparce la luz en el hemisferio completo arriba de la superficie, y esto involucra una medición más complicada mecánicamente. En el Grupo de Sistemas Ópticos del CCADET se está construyendo un esparcímetero (figura 1.1) para realizar la medición de la luz esparcida en superficies bidimensionales. El instrumento consiste de dos brazos conectados a motores para realizar los barridos necesarios para cubrir el hemisferio de luz esparcida completamente.

Para describir totalmente el efecto del esparcimiento de la luz sobre el estado de polarización de esta luz, se requiere la medición de la matriz de Mueller de la luz esparcida. Esta matriz es de 4×4 , esto es tiene 16 elementos, y describe el efecto del esparcimiento de la luz sobre cualquier polarización incidente. Con 16 elementos desconocidos se necesita 16 ecuaciones para poder resolver el sistema y encontrar la matriz de Mueller. Tradicionalmente, se resolvían estas 16 ecuaciones midiendo 16 diferentes combinaciones de polarización incidente y detectada. Este tipo de medición tarda mucho tiempo y requiere mucha precisión en el posicionamiento de polarizadores y retardadores. Recientemente se ha utilizado otros sistemas de retardadores rotatorios para realizar estas mediciones. Estos sistemas reducen el tiempo de toma de datos considerablemente y simplifican toda la medición de tal forma que no hay errores por el posicionamiento manual de los componentes de polarización. Sin embargo, para el sistema de medición desarrollado en el CCADET, hay problemas con el peso de los motores requeridos para la rotación de los componentes y la vibración que

causan. Estos dos aspectos, junto con el hecho de que en nuestro esparcímetro estos componentes estarán situados sobre los brazos de medición, significan que esta técnica no es apropiada para esta aplicación.

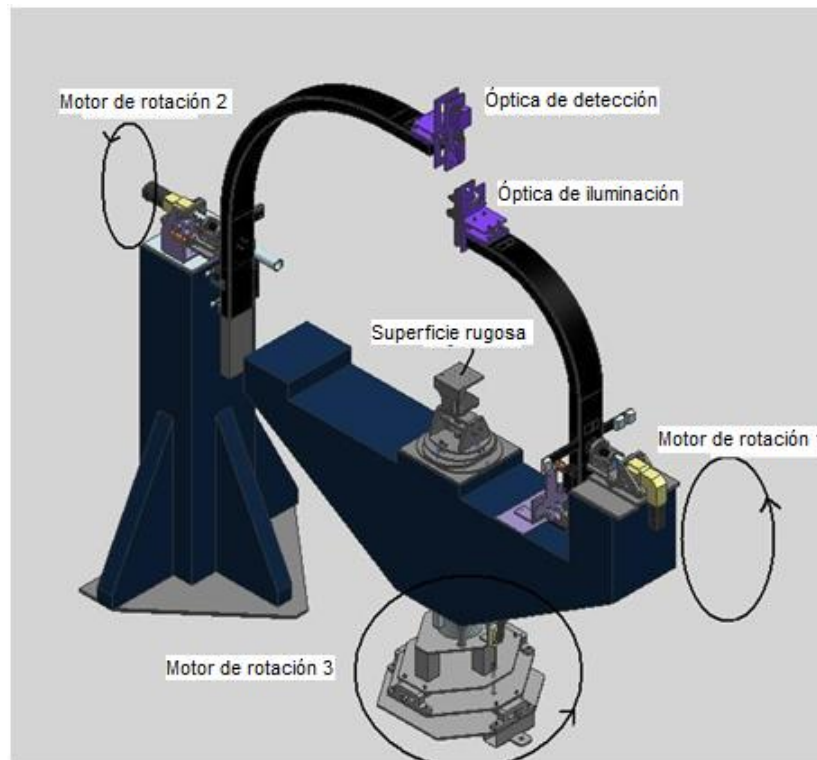


Figura 1.1: Sistema mecánico del esparcímetro polarimétrico.

Una nueva técnica que está empezando a ser utilizada es la de retardadores variables. En particular, en el CCADET se ha adquirido un sistema de 4 retardadores variables de cristal líquido. Estos retardadores tienen una retardancia variable dependiendo de un voltaje aplicado y por eso no hay partes mecánicas que deben mover, y no hay vibraciones.

El objetivo general de este proyecto de tesis es desarrollar el sistema de medición de la matriz de Mueller para el esparcímetro polarimétrico utilizando retardadores variables de cristal líquido. Se controlará el sistema de retardadores y el detector, y se tomarán los datos utilizando el programa LabVIEW.

Las principales metas a cumplir en este trabajo de tesis son las siguientes:

- Caracterización de los retardadores: verificación de los voltajes que dan retardancia específicas para su uso en los métodos de medición del polarímetro y verificación de las direcciones de los ejes de los retardadores variables.
- Alineación de todos los componentes de polarización: Lo más importante en este punto es la alineación de los ángulos entre los ejes de los retardadores variables y los polarizadores.
- Verificación del funcionamiento del sistema: Medición de la señal obtenida con el sistema y verificación de que corresponda a lo esperado.

- Calibración del sistema con polarización conocida: Utilización de luz con polarización simple conocida para calibrar el sistema.

Cabe señalar que, aunque en la literatura especializada existe mucho trabajo publicado acerca de la medición de la polarización de la luz con sistemas automatizados y retardadores variables (véase la Bibliografía), existen muy pocas referencias relacionadas a sistemas de medición que utilicen retardadores de cristal líquido ya que es una técnica muy reciente por lo que el proyecto planteado en esta tesis es una propuesta nueva dentro de esta área de estudio.

La información contenida en esta tesis ha sido ordenada en capítulos según el tema a tratar. En el capítulo uno (introducción) se presenta la justificación de este proyecto de tesis, sus antecedentes, el objetivo y las principales metas a cumplir. En el segundo capítulo se presenta el marco teórico necesario para el desarrollo de esta tesis, se hace una breve introducción a algunos temas selectos de polarización de la luz y se muestra la deducción teórica de los métodos de medición de la polarización de la luz empleados. En el tercero se describe el conjunto de elementos ópticos empleados para desarrollar el polarímetro de Mueller, las principales características, detalles de construcción y el principio de funcionamiento de los retardadores variables de cristal líquido y del fotodetector empleado para las mediciones polarimétricas; también, se presenta la metodología y resultados experimentales de las pruebas y caracterizaciones realizadas a estos dispositivos. En los capítulos 4 y 5 se presentan y discuten los principales resultados experimentales de las pruebas realizadas a los polarímetros de Stokes y de Mueller, respectivamente. En el capítulo 6 se exponen las principales conclusiones y metas alcanzadas en las distintas fases experimentales de este trabajo de tesis y, también, se presenta el trabajo a futuro para este proyecto. Finalmente, el apéndice ofrece una breve descripción de LabVIEW, como herramienta de programación, y de todos los programas desarrollados para diversos fines en este proyecto de tesis.

Capítulo 2

Fundamentos de polarización de la luz

2.1. Antecedentes.

La polarización es una de las propiedades fundamentales de la luz, siendo las otras su frecuencia, intensidad, y coherencia. Actualmente se sabe que esta propiedad está relacionada con el estado de vibración del campo eléctrico de la onda electromagnética. Sin embargo, llegar a esta concepción fue un proceso gradual que se basó en el trabajo de muchos científicos a lo largo de los años.

El estudio de la polarización comenzó con el descubrimiento de la doble refracción de la luz en la calcita por parte de Erasmus Bartholinus en 1669. Posteriormente, Christian Huygens consideró que este comportamiento era el resultado de la existencia de dos ondas dentro del cristal de calcita, una esférica y otra elipsoidal. Huygens también observó que si colocaba otro cristal del mismo material frente del primero, una de las imágenes desaparecía al girar el segundo cristal alrededor de la dirección del rayo. Isaac Newton interpretó este fenómeno considerando que la luz tenía “lados”. De hecho, esta transversalidad le pareció ser una seria objeción para la aceptación de la teoría ondulatoria. Cabe mencionar que en ese tiempo se pensaba que las ondas de luz, si es que existían, debían ser similares a las ondas sonoras ya que eran bien conocidas, es decir, debían ser ondas longitudinales.

Tiempo después, en 1808, Etienne-Louis Malus observó la luz reflejada por un vidrio del palacio de Luxemburgo en París a través de un cristal de calcita, y notó que las dos imágenes obtenidas por la doble refracción desaparecían alternadamente al girar el cristal. A pesar de que Malus reportó esta observación, jamás la explicó. Más tarde, en 1812, Sir David Brewster, que también investigaba el comportamiento de la luz reflejada por un vidrio, descubrió que a un ángulo particular la luz reflejada podía ser extinguida con un cristal de calcita. Este ángulo es al que ahora se le conoce como “ángulo de Brewster”. Estudios posteriores del mismo Brewster, mostraron que es posible determinar ese ángulo en función del índice de refracción del material y del medio en el que está inmerso. Esto creó una nueva herramienta para medir el índice de refracción por reflexión y no por transmisión, como se había hecho hasta entonces.

Finalmente, con el surgimiento de la teoría electromagnética de James Clerk Maxwell, y su posterior comprobación experimental por parte de Heinrich Hertz, fue posible establecer de primeros principios la ecuación de onda de la luz, que hasta ese momento solamente había sido aceptada como una hipótesis debido a que funcionaba en la descripción de los fenómenos observados. Como consecuencia de dicha teoría, ahora

es posible hacer un estudio cuantitativo de la interacción de la luz con la materia a nivel macroscópico.

2.2. Vectores de Stokes y matrices de Mueller.

En 1852 George Stokes descubrió que la luz polarizada podía ser descrita en términos de observables. Encontró que cualquier estado de polarización podía ser representado en términos de cuatro parámetros medibles, que ahora son conocidos como los parámetros de Stokes. El descubrimiento de esos parámetros lo hizo tratando de explicar matemáticamente las leyes de interferencia de Fresnel-Arago (1818). Estas leyes habían sido obtenidas de experimentos hechos con luz no polarizada y los intentos de Fresnel y otros científicos de su tiempo para explicarlas, no habían sido exitosos ya que estos faltaban en la descripción de la luz no polarizada. Stokes introdujo una nueva forma de ver el problema al plantearse la descripción de la luz no polarizada en términos de su intensidad y no de su amplitud, como lo habían hecho sus antecesores.

La luz no polarizada tiene la propiedad de que si se coloca un polarizador o un retardador en frente de la fuente, la intensidad transmitida no se ve afectada cuando se gira el polarizador o retardador, sin importar el ángulo de giro. Debido a esto, Stokes pensó que la descripción de la luz no polarizada debía hacerse aprovechando esta propiedad. Él mostró que su método no solamente era útil para describir luz no polarizada, sino que también podía describir luz parcialmente y totalmente polarizada. Sin embargo, el artículo en el que incluyó todas estas ideas permaneció en el olvido por casi un siglo hasta que, en 1947, Chandrasekhar utilizó los parámetros de Stokes para formular las ecuaciones de la transferencia radiativa para el esparcimiento de luz parcialmente polarizada. Desde entonces, los parámetros de Stokes han sido una de las herramientas más importantes para describir los estados de polarización de la luz.

En la década de 1940, Hans Mueller propuso una manera de describir las propiedades polarizantes de un elemento óptico general a través de una matriz. Aparentemente, su trabajo se basó en los artículos previos de Perrin y Soleillet, aunque en la literatura óptica el método es conocido como “la matriz de Mueller” debido a que, al parecer, él fue el primero en utilizar el método para describir las propiedades polarizantes de un elemento óptico.

La combinación de la matriz de Mueller con los vectores de Stokes permite hacer un estudio formal y sistemático de las propiedades polarizantes de elementos ópticos tales como polarizadores o retardadores de fase con su eje rápido orientado en un ángulo arbitrario.

Si consideramos el vector de Stokes que describe la luz incidente en un elemento óptico, S_i , y le aplicamos la matriz de Mueller del elemento, M , obtendremos otro vector de Stokes, S_o , que contendrá la información sobre el estado de polarización de la luz que sale de dicho elemento. Matemáticamente esto puede expresarse de la siguiente manera

$$S_o = MS_i. \tag{2.1}$$

En general matriz de Mueller de un elemento óptico es una matriz de 4x4 en la que sus 16 elementos son distintos e independientes entre sí. Es decir, si M es la matriz de Mueller del elemento, se tendrá que

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

donde $m_{ij} \neq m_{kl}$ para $i, j, k, l = 1, 2, 3, 4$. Por otro lado, los vectores de Stokes son de la forma

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

en donde el término S_0 es la intensidad total de la luz, S_1 está relacionado con la fracción de polarización lineal en dirección *horizontal* (eje x) o *vertical* (eje y) que tiene la luz, S_2 con la fracción de polarización lineal a $+45^\circ$ o -45° y S_3 con la fracción de polarización circular derecha o izquierda que tiene la luz descrita por el vector.

Actualmente, una de las técnicas más utilizadas para describir las propiedades polarizantes de los objetos, es la que combina los vectores de Stokes con las matrices de Mueller. Esta técnica resulta ventajosa sobre otras similares (como la de vectores y matrices de Jones) porque con ella se pueden describir tanto estados completamente polarizados como estados no polarizados y parcialmente polarizados.

Una ventaja de los métodos matriciales para este tipo de estudios radica en que, si se tiene un haz de luz que pasa por diferentes elementos ópticos, el estudio del efecto total de los elementos en la polarización del haz, se puede obtener de manera directa multiplicando uno a uno el vector de Stokes incidente en cada elemento óptico por la correspondiente matriz de Mueller, simplificando el cálculo del estado final de polarización.

El texto de las últimas dos secciones fue tomado de las siguientes referencias bibliográficas: [11], [2], [3], [4], [5] y [7].

2.2.1. Derivación de los parámetros de Stokes.

A continuación, se usará la notación matemática empleada por *Goldstein*^[5].

Considérense dos ondas electromagnéticas planas ortogonales entre sí en un punto del espacio, digamos $z=0$, y no necesariamente monocromáticas, cuyo campo eléctrico está dado de la forma

$$E_x(t) = E_{0x}(t) \cos(\omega t + \delta_x(t)), \quad (2.4)$$

$$E_y(t) = E_{0y}(t) \cos(\omega t + \delta_y(t)), \quad (2.5)$$

donde $E_{0x}(t)$ y $E_{0y}(t)$ son las amplitudes instantáneas de las ondas, ω es su frecuencia angular instantánea y $\delta_x(t)$ y $\delta_y(t)$ son sus factores instantáneos de fase. También considérese que en todo instante de tiempo la variación temporal de las amplitudes y los factores de fase es lenta en comparación con las variaciones de los cosenos. Partiendo de las consideraciones anteriores es posible obtener la elipse de polarización para una onda electromagnética. Para esto, se multiplica la ecuación (2.4) por el factor $E_{0y}(t) \sin \delta_y(t)$, y se obtiene

$$E_x(t) E_{0y}(t) \sin \delta_y(t) = E_{0x}(t) E_{0y}(t) \cos(\omega t + \delta_x(t)) \sin \delta_y(t). \quad (2.6)$$

Después, se multiplica la ecuación (2.5) por el factor $E_{0x}(t) \sin \delta_x(t)$, de donde

$$E_y(t) E_{0x}(t) \sin \delta_x(t) = E_{0y}(t) E_{0x}(t) \cos(\omega t + \delta_y(t)) \sin \delta_x(t). \quad (2.7)$$

Una vez hecho esto, se expanden los cosenos de las sumas en cada una de las ecuaciones anteriores, se toma la diferencia entre ellas, se eleva el resultado al cuadrado y se simplifica para obtener

$$E_x^2(t) E_{0y}^2(t) \sin^2 \delta_y(t) + E_y^2(t) E_{0x}^2(t) \sin^2 \delta_x(t) - 2E_x(t) E_y(t) E_{0x}(t) E_{0y}(t) \sin \delta_x(t) \sin \delta_y(t) = E_{0x}^2(t) E_{0y}^2(t) \cos^2 \omega t \sin^2(\delta_y(t) - \delta_x(t)), \quad (2.8)$$

por otro lado, si ahora se multiplica la ecuación (2.4) por el factor $E_{0y}(t) \cos \delta_y(t)$ y la ecuación (2.5) por $E_{0x}(t) \cos \delta_x(t)$ se obtiene

$$E_x(t) E_{0y}(t) \cos \delta_y(t) = E_{0x}(t) E_{0y}(t) \cos(\omega t + \delta_x(t)) \cos \delta_y(t), \quad (2.9)$$

$$E_y(t) E_{0x}(t) \cos \delta_x(t) = E_{0x}(t) E_{0y}(t) \cos(\omega t + \delta_y(t)) \cos \delta_x(t). \quad (2.10)$$

De manera similar al acaso anterior, se expanden los cosenos de las sumas, se toma la diferencia entre las ecuaciones resultantes, se eleva al cuadrado el resultado y se simplifica para obtener

$$E_x^2(t) E_{0y}^2(t) \cos^2 \delta_y(t) + E_y^2(t) E_{0x}^2(t) \cos^2 \delta_x(t) - 2E_x(t) E_y(t) E_{0x}(t) E_{0y}(t) \cos \delta_x(t) \cos \delta_y(t) = E_{0x}^2(t) E_{0y}^2(t) \sin^2 \omega t \sin^2(\delta_y(t) - \delta_x(t)). \quad (2.11)$$

De la suma de la ecuaciones (2.8) y (2.11) resulta la siguiente ecuación

$$E_x^2(t) E_{0y}^2(t) + E_y(t) E_{0x}(t) - 2E_x(t) E_y(t) E_{0x}(t) E_{0y}(t) \cos(\delta_y(t) - \delta_x(t)) = E_{0x}^2(t) E_{0y}^2(t) \sin^2(\delta_y(t) - \delta_x(t)). \quad (2.12)$$

Finalmente, dividiendo la ecuación (2.12) entre $(E_{0x}^2)(E_{0y}^2)$ se obtiene que

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2(t)} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2(t)} - \frac{2E_x(t) E_y(t)}{E_{0x}(t) E_{0y}(t)} \cos \delta(t) = \sin^2 \delta(t), \quad (2.13)$$

en donde $\delta(t) = \delta_y(t) - \delta_x(t)$. La ecuación (2.13) es válida, en general, solamente a un instante de tiempo y es conocida como la elipse de polarización^[5]. Por lo general, los ejes de la elipse no están en la dirección de los ejes $0x$ y $0y$. En (2.13) la presencia del producto $E_x E_y$ muestra que se trata de una elipse rotada. En la

figura 2.1 se muestra a la elipse inscrita en un rectángulo cuyos lados son paralelos a los ejes coordenados y cuyas longitudes son $2E_{0x}$ y $2E_{0y}$.

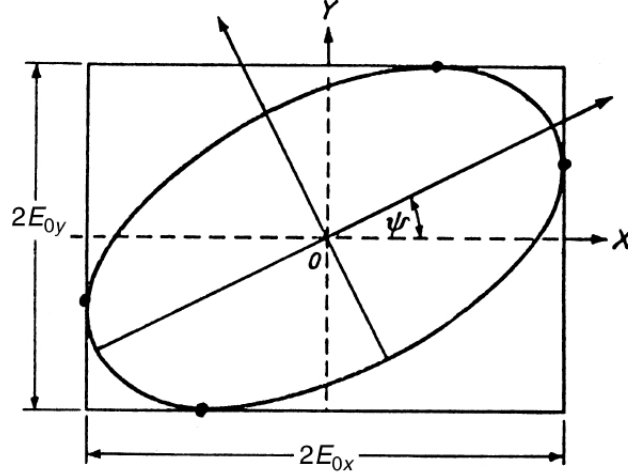


Figura 2.1: Una onda elípticamente polarizada y la elipse de polarización^[5].

Nótese que la elipse de polarización se obtuvo al deshacerse de la dependencia explícita de las ecuaciones (2.4) y (2.5) de ω . Esta elipse nos indica cual es el estado de vibración del campo eléctrico de una onda electromagnética como función de la diferencia de fase entre sus componentes en x y en y , y sus respectivas amplitudes. Para ondas monocromáticas las amplitudes y las fases son constantes para todo tiempo y entonces, la ecuación (2.13) se reduce a

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2} - \frac{2E_x(t)E_y(t)}{E_{0x}E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (2.14)$$

donde E_{0x} , E_{0y} y δ son constantes y $E_x(t)$ y $E_y(t)$ tienen la dependencia temporal dada por las ecuaciones (2.4) y (2.5).

Como se desea escribir esta ecuación en términos de observables físicas, y ningún detector mide valores instantáneos del campo en una onda electromagnética, se debe hacer un promedio temporal de la ecuación anterior, esto es

$$\frac{\langle E_x^2(t) \rangle}{E_{0x}^2} + \frac{\langle E_y^2(t) \rangle}{E_{0y}^2} - \frac{2\langle E_x(t)E_y(t) \rangle}{E_{0x}E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (2.15)$$

donde

$$\langle E_x(t)E_y(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_i(t)E_j(t) dt, \quad i, j = x, y. \quad (2.16)$$

El promedio debe hacerse sobre un tiempo mayor que el tiempo que le toma a la onda hacer una oscilación completa y, en principio, éste podría ser infinito. Sin embargo, debido a la forma del campo, se puede hacer el promedio simplemente sobre un periodo de la onda.

Ahora, multiplicando la ecuación (2.15) por $4(E_{0x}^2)(E_{0y}^2)$ se obtiene que

$$4E_{0y}^2 \langle E_x^2(t) \rangle + 4E_{0x}^2 \langle E_y^2(t) \rangle - 8E_{0x}E_{0y} \langle E_x(t) E_y(t) \rangle \cos \delta = (2E_{0x}E_{0y} \sin \delta)^2. \quad (2.17)$$

De las ecuaciones (2.4) y (2.5) se encuentra que los valores de los promedios indicados en la ecuación (2.17), usando la definición dada por la ecuación (2.16), son los siguientes

$$\begin{cases} \langle E_x^2(t) \rangle = \frac{1}{2}E_{0x}^2, \\ \langle E_y^2(t) \rangle = \frac{1}{2}E_{0y}^2, \\ \langle E_x(t) E_y(t) \rangle = \frac{1}{2}E_{0x}E_{0y} \cos \delta. \end{cases} \quad (2.18)$$

Sustituyendo las expresiones anteriores en la ecuación (2.17) se obtiene lo siguiente

$$2E_{0x}^2E_{0y}^2 + 2E_{0x}^2E_{0y}^2 - (2E_{0x}E_{0y} \cos \delta)^2 = (2E_{0x}E_{0y} \sin \delta)^2. \quad (2.19)$$

Como se desea expresar el resultado final en términos de la intensidad, que es proporcional al cuadrado del campo, se deben completar los cuadrados en la ecuación anterior. Para esto, se suma la cantidad $E_{0x}^4 + E_{0y}^4$ a ambos lados de la ecuación (2.19) y se obtiene la siguiente expresión

$$E_{0x}^4 + E_{0y}^4 + 2E_{0x}^2E_{0y}^2 + 2E_{0x}^2E_{0y}^2 - (2E_{0x}E_{0y} \cos \delta)^2 = (2E_{0x}E_{0y} \sin \delta)^2 + E_{0x}^4 + E_{0y}^4, \quad (2.20)$$

donde

$$(E_{0x}^2 + E_{0y}^2)^2 - (E_{0x}^2 - E_{0y}^2)^2 - (2E_{0x}E_{0y} \cos \delta)^2 = (2E_{0x}E_{0y} \sin \delta)^2. \quad (2.21)$$

Si se renombra a los elementos entre paréntesis de la ecuación (2.21) como sigue:

$$\begin{cases} S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2, \\ S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2, \\ S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos \delta, \\ S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin \delta; \end{cases} \quad (2.22)$$

se tiene que este sistema de ecuaciones define los parámetros de Stokes y, de la ecuación (2.21), se puede ver que las ecuaciones de este sistema cumplen la siguiente relación

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2. \quad (2.23)$$

Los parámetros de Stokes son cantidades reales y son simplemente las observables de la elipse de polarización y en consecuencia, del campo óptico. El parámetro S_0 es la intensidad total de la luz, S_1 está relacionado con la fracción de polarización lineal en dirección *horizontal* (eje x) o *vertical* (eje y), S_2 con la fracción de luz con polarización lineal a $+45^\circ$ o -45° y S_3 con la fracción de polarización circular derecha o izquierda que contiene la luz que representan, como se verá más adelante.

Si ahora se considera luz parcialmente polarizada, se puede ver que las expresiones dadas por la ecuaciones del sistema (2.22) continúan siendo válidas solamente en intervalos de tiempo pequeños, ya que las amplitudes y las fases varían lentamente. Usando la desigualdad de Schwarz

$$\left| \int_a^b f^*(x)g(x)dx \right|^2 \leq \int_a^b f^*(x)f(x)dx \int_a^b g^*(x)g(x)dx, \quad (2.24)$$

y la matriz de coherencia, es posible demostrar que para cualquier estado de polarización los parámetros de Stokes cumplen la siguiente relación

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2. \quad (2.25)$$

En la ecuación anterior, la igualdad se da cuando se tiene luz completamente polarizada y la desigualdad cuando se tiene luz no polarizada o parcialmente polarizada.

Como se vio anteriormente, para obtener los parámetros de Stokes se debe tomar el promedio temporal de la elipse de polarización. Sin embargo, es posible obtenerlos más directamente, y sin necesidad de hacer los promedios temporales, si se utilizan los campos eléctricos reales dados en las ecuaciones (2.4) y (2.5), en su forma compleja, es decir

$$E_x(t) = E_{0x} \exp[i(\omega t + \delta_x)] = E_x \exp(i\omega t), \quad (2.26)$$

$$E_y(t) = E_{0y} \exp[i(\omega t + \delta_y)] = E_y \exp(i\omega t), \quad (2.27)$$

donde

$$E_x(t) = E_{0x} \exp(i\delta_x), \quad (2.28)$$

y

$$E_y(t) = E_{0y} \exp(i\delta_y), \quad (2.29)$$

son amplitudes complejas.

Como ejemplo de los parámetros de Stokes para diferentes estados de polarización, a continuación se presentan algunos casos particulares.

Luz linealmente polarizada en dirección horizontal. En este caso se tiene que $E_{0y} = 0$ y entonces, de las ecuaciones del sistema (2.22), resulta que

$$\begin{cases} S_0 = E_{0x}^2, \\ S_1 = E_{0x}^2, \\ S_2 = 0, \\ S_3 = 0. \end{cases} \quad (2.30)$$

Luz linealmente polarizada en dirección vertical. En este caso se tiene $E_{0x} = 0$, de donde

$$\begin{cases} S_0 = E_{0y}^2, \\ S_1 = -E_{0y}^2, \\ S_2 = 0, \\ S_3 = 0. \end{cases} \quad (2.31)$$

Luz linealmente polarizada a $+45^\circ$. Para este caso $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ y $\delta = 0^\circ$. Usando las ecuaciones del sistema (2.22) se encuentra que

$$\begin{cases} S_0 = 2E_0^2, \\ S_1 = 0, \\ S_2 = 2E_0^2, \\ S_3 = 0. \end{cases} \quad (2.32)$$

Luz linealmente polarizada a -45° . En este caso las amplitudes son las mismas que en el caso anterior pero ahora $\delta = 180^\circ$ y entonces

$$\begin{cases} S_0 = 2E_0^2, \\ S_1 = 0, \\ S_2 = -2E_0^2, \\ S_3 = 0. \end{cases} \quad (2.33)$$

Luz con polarización circular derecha. Para este caso se tiene que $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ y $\delta = 90^\circ$. Entonces, usando las ecuaciones sistema (2.22) para los parámetros de Stokes, se encuentra que

$$\begin{cases} S_0 = 2E_0^2, \\ S_1 = 0, \\ S_2 = 0, \\ S_3 = 2E_0^2. \end{cases} \quad (2.34)$$

Luz con polarización circular izquierda. En este caso las amplitudes son las mismas que en el caso anterior y $\delta = -90^\circ$, de manera que

$$\begin{cases} S_0 = 2E_0^2, \\ S_1 = 0, \\ S_2 = 0, \\ S_3 = -2E_0^2. \end{cases} \quad (2.35)$$

Finalmente, los parámetros de Stokes para luz elípticamente polarizada están dados por las ecuaciones del sistema (2.22).

La forma de los parámetros de Stokes, para algún estado de polarización dado, sugiere que se pueden colocar en forma de un vector columna. Dicho vector sería el vector de Stokes para luz con el correspondiente

estado de polarización.

2.2.2. Vectores de Stokes para estados de polarización comunes.

A continuación se presentan los vectores de Stokes para algunos de los estados de polarización más comunes^[5].

Luz no polarizada:

$$S = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.36)$$

Polarización lineal horizontal:

$$S = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.37)$$

Polarización lineal vertical:

$$S = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.38)$$

Polarización lineal a $+45^\circ$:

$$S = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.39)$$

Polarización lineal a -45° :

$$S = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.40)$$

Polarización circular derecha:

$$S = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2.41)$$

Polarización circular izquierda:

$$S = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}, \quad (2.42)$$

donde I_0 representa la amplitud de cada uno de estos vectores.

2.2.3. Determinación de la matriz de Mueller para un elemento óptico.

Es posible calcular la matriz de Mueller de un elemento óptico haciendo que el vector de Stokes de la luz incidente corresponda a luz polarizada linealmente en dirección horizontal, vertical, a $+45^\circ$, a -45° y finalmente polarizada circularmente hacia la derecha y hacia la izquierda, como se muestra a continuación.

Considérese el vector de Stokes de luz linealmente polarizada en dirección horizontal

$$S_i = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.43)$$

por otro lado, como se presentó en la sección 1.2, la matriz de Mueller de un elemento óptico cualquiera se puede escribir como

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix}. \quad (2.44)$$

Haciendo el producto del vector S_i con la matriz de Mueller anterior, se obtiene el vector de Stokes a la salida del elemento, que es

$$S_0 = \begin{pmatrix} m_{11} + m_{12} \\ m_{21} + m_{22} \\ m_{31} + m_{32} \\ m_{41} + m_{42} \end{pmatrix}. \quad (2.45)$$

Por otro lado, también sabemos que los vectores de Stokes son de la forma

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle E_p E_p^* + E_s E_s^* \rangle \\ \langle E_p E_p^* - E_s E_s^* \rangle \\ \langle E_p E_s^* + E_s E_p^* \rangle \\ i \langle E_p E_s^* - E_s E_p^* \rangle \end{pmatrix}, \quad (2.46)$$

en donde el término S_0 es la intensidad total de la luz, S_1 está relacionado con la fracción de polarización lineal en dirección horizontal (eje x) o vertical (eje y) que tiene la luz, S_2 con la fracción de polarización lineal a $+45^\circ$ o -45° y S_3 con la fracción de polarización circular derecha o izquierda que tiene la luz descrita por

el vector. El símbolo $\langle \rangle$ indica que se debe tomar el promedio temporal del argumento, y los subíndices P y S indican la componente de polarización del campo, P para la componente paralela al plano de incidencia y S para la ortogonal. Estas componentes también pueden ser expresadas, sin pérdida de generalidad, en términos del sistema $h-v$ que describen las direcciones horizontal y vertical respecto al plano de la mesa óptica de manera que se puede escribir el vector de Stokes como

$$S = \begin{pmatrix} \langle E_h E_h^* + E_v E_v^* \rangle \\ \langle E_h E_h^* - E_v E_v^* \rangle \\ \langle E_h E_v^* + E_v E_h^* \rangle \\ i \langle E_h E_v^* - E_v E_h^* \rangle \end{pmatrix}. \quad (2.47)$$

Como la luz incidente está polarizada horizontalmente, el campo eléctrico a la salida del elemento tendrá una componente horizontal (E_{hh}) y una vertical (E_{hv}) que a la entrada eran horizontales. De manera que, de acuerdo con la ecuación (2.47), el vector de Stokes a la salida del elemento óptico se puede escribir en términos del campo eléctrico como

$$S_0 = \begin{pmatrix} E_{hh} E_{hh}^* + E_{hv} E_{hv}^* \\ E_{hh} E_{hh}^* - E_{hv} E_{hv}^* \\ E_{hh} E_{hv}^* + E_{hv} E_{hh}^* \\ i (E_{hh} E_{hv}^* - E_{hv} E_{hh}^*) \end{pmatrix}. \quad (2.48)$$

Igualando (2.45) y (2.48) se obtienen las siguientes ecuaciones

$$\begin{cases} m_{11} + m_{12} = E_{hh} E_{hh}^* + E_{hv} E_{hv}^*, \\ m_{21} + m_{22} = E_{hh} E_{hh}^* - E_{hv} E_{hv}^*, \\ m_{31} + m_{32} = E_{hh} E_{hv}^* + E_{hv} E_{hh}^*, \\ m_{41} + m_{42} = i (E_{hh} E_{hv}^* - E_{hv} E_{hh}^*). \end{cases} \quad (2.49)$$

Ahora, si se tiene luz incidente linealmente polarizada en la dirección vertical, entonces su vector de Stokes es de la forma

$$S = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.50)$$

Multiplicando por la matriz de Mueller del elemento óptico se obtiene que

$$S_0 = \begin{pmatrix} m_{11} - m_{12} \\ m_{21} - m_{22} \\ m_{31} - m_{32} \\ m_{41} - m_{42} \end{pmatrix}. \quad (2.51)$$

En este caso, la luz que sale del sistema tendrá componente horizontal (E_{vh}) y vertical (E_{vv}) que originalmente solamente tenían componente vertical, es decir, el vector de Stokes a la salida del elemento se puede

escribir como

$$S_0 = \begin{pmatrix} E_{vh}E_{vh}^* + E_{vv}E_{vv}^* \\ E_{vh}E_{vh}^* - E_{vv}E_{vv}^* \\ E_{vh}E_{vv}^* + E_{vv}E_{vh}^* \\ i(E_{vh}E_{vv}^* - E_{vv}E_{vh}^*) \end{pmatrix}. \quad (2.52)$$

De las ecuaciones (2.51) y (2.52) se obtiene el siguiente sistema

$$\begin{cases} m_{11} - m_{12} = E_{vh}E_{vh}^* + E_{vv}E_{vv}^*, \\ m_{21} - m_{22} = E_{vh}E_{vh}^* - E_{vv}E_{vv}^*, \\ m_{31} - m_{32} = E_{vh}E_{vv}^* + E_{vv}E_{vh}^*, \\ m_{41} - m_{42} = i(E_{vh}E_{vv}^* - E_{vv}E_{vh}^*). \end{cases} \quad (2.53)$$

Resolviendo los sistemas (2.49) y (2.53) combinados, se encuentran los valores de los elementos m_{11} , m_{12} , m_{21} , m_{22} , m_{31} , m_{32} , m_{41} y m_{42} de la matriz de Mueller, estos elementos, junto con los ocho restantes, se presentan al final de esta sección. Considérese ahora el caso en el que la luz incidente está polarizada linealmente a $+45^\circ$, el vector de Stokes correspondiente a esta polarización es

$$S_i = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.54)$$

entonces, a la salida del elemento óptico el vector de Stokes correspondiente es

$$S_0 = \begin{pmatrix} m_{11} + m_{13} \\ m_{21} + m_{23} \\ m_{31} + m_{33} \\ m_{41} + m_{43} \end{pmatrix}. \quad (2.55)$$

Como la luz incidente tiene componentes horizontal y vertical, a la salida del elemento tendremos que una parte de la luz polarizada en dirección horizontal estaba originalmente polarizada en la misma dirección (E_{hh}) y la otra parte estaba polarizada en dirección vertical (E_{vh}). Similarmente, la componente vertical a la salida del elemento tendrá una parte que originalmente estaba polarizada en dirección horizontal (E_{hv}) y otra que estaba polarizada en dirección vertical (E_{vv}). Cada una de las componentes a la salida del sistema se puede escribir de la siguiente manera

$$E_v = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{hv} + E_{vv}), \quad (2.56)$$

$$E_h = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{hh} + E_{vh}). \quad (2.57)$$

Sustituyendo las expresiones anteriores en la ecuación (2.47) se obtiene el vector de Stokes a la salida del elemento óptico. Igualando este vector con la ecuación (2.55), se genera un conjunto de ecuaciones similar

al que se obtuvo en los casos anteriores. Sin embargo, faltan ecuaciones para resolver el sistema de manera única. Estas ecuaciones se obtienen de manera similar a la descrita anteriormente, pero suponiendo que la luz incidente tiene polarización lineal a -45° , de manera que

$$S_i = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.58)$$

De la ecuación anterior, y la matriz de Mueller del elemento óptico, se obtiene que

$$S_0 = \begin{pmatrix} m_{11} - m_{13} \\ m_{21} - m_{23} \\ m_{31} - m_{33} \\ m_{41} - m_{43} \end{pmatrix}. \quad (2.59)$$

Para este caso, las componentes vertical y horizontal del campo a la salida del elemento óptico estarán dadas de la siguiente forma

$$E_v = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_{hv} - E_{vv}), \quad (2.60)$$

$$E_h = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_{hh} - E_{vh}). \quad (2.61)$$

Con el sistema de ecuaciones que se obtiene al suponer luz incidente linealmente polarizada a $+45^\circ$, en combinación con el que se obtiene suponiendo luz incidente con polarización lineal a -45° , se encuentran los valores para m_{13} , m_{23} , m_{33} y m_{43} .

Para calcular los elementos de la matriz que faltan, se debe suponer luz incidente con polarización circular derecha, por lo que

$$S_i = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2.62)$$

Con esta polarización incidente se encuentra que

$$S_0 = \begin{pmatrix} m_{11} + m_{14} \\ m_{21} + m_{24} \\ m_{31} + m_{34} \\ m_{41} + m_{44} \end{pmatrix}. \quad (2.63)$$

En este caso, las componentes del campo a la salida del sistema son

$$E_v = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_{hv} + iE_{vv}), \quad (2.64)$$

$$E_h = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_{hh} + iE_{vh}). \quad (2.65)$$

De aquí se obtienen las primeras cuatro ecuaciones que se usan para calcular los elementos faltantes, las otras cuatro ecuaciones se obtienen suponiendo que ahora la luz incidente tienen polarización circular izquierda, es decir

$$S_i = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}. \quad (2.66)$$

Del producto del vector S_i con la matriz de Mueller del elemento óptico se encuentra que

$$S_0 = \begin{pmatrix} m_{11} - m_{14} \\ m_{21} - m_{24} \\ m_{31} - m_{34} \\ m_{41} - m_{44} \end{pmatrix}, \quad (2.67)$$

y las componentes del campo a la salida son de la forma

$$E_v = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_{hv} - iE_{vv}), \quad (2.68)$$

$$E_h = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_{hh} - iE_{vh}). \quad (2.69)$$

Finalmente, resolviendo el sistema de las ecuaciones obtenidas suponiendo luz incidente polarizada circularmente a la derecha y a la izquierda, se encuentran los cuatro elementos faltantes de la matriz de Mueller, i.e., m_{14} , m_{24} , m_{34} y m_{44} .

Las expresiones obtenidas de los cálculos anteriores para cada uno de los elementos de la matriz de Mueller de un elemento óptico cualquiera, son las siguientes

$$\left\{ \begin{array}{l}
m_{11} = \frac{1}{2} (E_{hh}E_{hh}^* + E_{hv}E_{hv}^* + E_{vh}E_{vh}^* + E_{vv}E_{vv}^*), \\
m_{12} = \frac{1}{2} (E_{hh}E_{hh}^* + E_{hv}E_{hv}^* - E_{vh}E_{vh}^* - E_{vv}E_{vv}^*), \\
m_{13} = \operatorname{Re} (E_{hh}E_{vh}^*) + \operatorname{Re} (E_{hv}E_{vv}^*), \\
m_{14} = \operatorname{Re} (E_{hv}E_{vv}^*) + \operatorname{Im} (E_{hh}E_{vh}^*), \\
m_{21} = \frac{1}{2} (E_{hh}E_{hh}^* - E_{hv}E_{hv}^* + E_{vh}E_{vh}^* - E_{vv}E_{vv}^*), \\
m_{22} = \frac{1}{2} (E_{hh}E_{hh}^* - E_{hv}E_{hv}^* - E_{vh}E_{vh}^* + E_{vv}E_{vv}^*), \\
m_{23} = \operatorname{Re} (E_{hh}E_{vh}^*) - \operatorname{Re} (E_{hv}E_{vv}^*), \\
m_{24} = \operatorname{Im} (E_{hh}E_{vh}^*) - \operatorname{Im} (E_{hv}E_{vv}^*), \\
m_{31} = \operatorname{Re} (E_{hh}E_{hv}^*) + \operatorname{Re} (E_{vh}E_{vv}^*), \\
m_{32} = \operatorname{Re} (E_{hh}E_{hv}^*) - \operatorname{Re} (E_{vh}E_{vv}^*), \\
m_{33} = \operatorname{Re} (E_{hh}E_{vv}^*) + \operatorname{Re} (E_{vh}E_{hv}^*), \\
m_{34} = \operatorname{Im} (E_{hh}E_{vv}^*) - \operatorname{Im} (E_{vh}E_{hv}^*), \\
m_{41} = -\operatorname{Im} (E_{hh}E_{hv}^*) - \operatorname{Im} (E_{vh}E_{vv}^*), \\
m_{42} = -\operatorname{Im} (E_{hh}E_{hv}^*) + \operatorname{Im} (E_{vh}E_{vv}^*), \\
m_{43} = -\operatorname{Im} (E_{hh}E_{vv}^*) - \operatorname{Im} (E_{vh}E_{hv}^*), \\
m_{44} = \operatorname{Re} (E_{hh}E_{vv}^*) - \operatorname{Re} (E_{vh}E_{hv}^*).
\end{array} \right. \quad (2.70)$$

De esta forma, se puede determinar la matriz de Mueller de cualquier elemento óptico que en combinación con los vectores de Stokes permite realizar un estudio formal y sistemático de sus propiedades polarizantes.

2.2.4. Matrices de Mueller para elementos ópticos frecuentemente utilizados.

En esta sección se presentan las matrices de Mueller para algunos elementos ópticos frecuentemente utilizados^[5].

Agujero o vacío:

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.71)$$

Polarizador circular derecho:

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.72)$$

Polarizador circular izquierdo:

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.73)$$

Polarizador lineal con su eje de transmisión a un ángulo θ desde la horizontal:

$$M_P(2\theta) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ \cos 2\theta & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & 0 \\ \sin 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & \sin^2 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.74)$$

Retardador con su eje rápido a un ángulo θ desde la horizontal y con retardancia ϕ :

$$M_R(\phi, 2\theta) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\theta + \cos \phi \sin^2 2\theta & (1 - \cos \phi) \sin 2\theta \cos 2\theta & -\sin \phi \sin 2\theta \\ 0 & (1 - \cos \phi) \sin 2\theta \cos 2\theta & \sin^2 2\theta + \cos \phi \cos^2 2\theta & \sin \phi \cos 2\theta \\ 0 & \sin \phi \sin 2\theta & -\sin \phi \cos 2\theta & \cos \phi \end{pmatrix}. \quad (2.75)$$

2.3. Medición de la polarización de la luz.

Teóricamente, el proceso de medición de la polarización puede ser representado como

$$I = AS, \quad (2.76)$$

donde I es el vector o conjunto de mediciones hechas por el detector, A es una matriz cuya dimensión depende del número de mediciones y cuyos elementos dependen del sistema óptico, y S es el vector de Stokes de la luz incidente. Como queremos determinar este último, necesitamos invertir la ecuación (2.76) así que S estará dada como

$$S = A^{-1}I. \quad (2.77)$$

Este sistema de ecuaciones se genera a través de un conjunto de mediciones y puede ser resuelto a través de métodos de Fourier o no-Fourier.

2.3.1. Polarímetro de Stokes.

La medición de la polarización de la luz (vectores de Stokes o matrices de Mueller) es bien conocida^[5,9,14]. Recientemente, se ha extendido el uso de retardadores variables como, por ejemplo, retardadores de cristal líquido con los cuales se obtienen cambios en la retardancia dependiendo de la aplicación de un voltaje al sistema de cristal líquido. En ocasiones, el uso de este tipo de sistemas involucra la aplicación de variaciones sinusoidales de voltaje para obtener variaciones sinusoidales de retardancia y, por lo tanto, variaciones armónicas en la señal óptica después de su transmisión a través de un polarizador lineal. Para este proyecto

de tesis, se adquirió un sistema de cristal líquido fabricado por Meadowlark Optics[®] y se puso en marcha un polarímetro de Stokes como un paso intermedio a la producción de un polarímetro de Mueller. Sin embargo, debido a consideraciones de linealidad en la variación de la retardancia, se tuvieron que modificar las ecuaciones que relacionan la señal detectada con los parámetros de Stokes medidos.

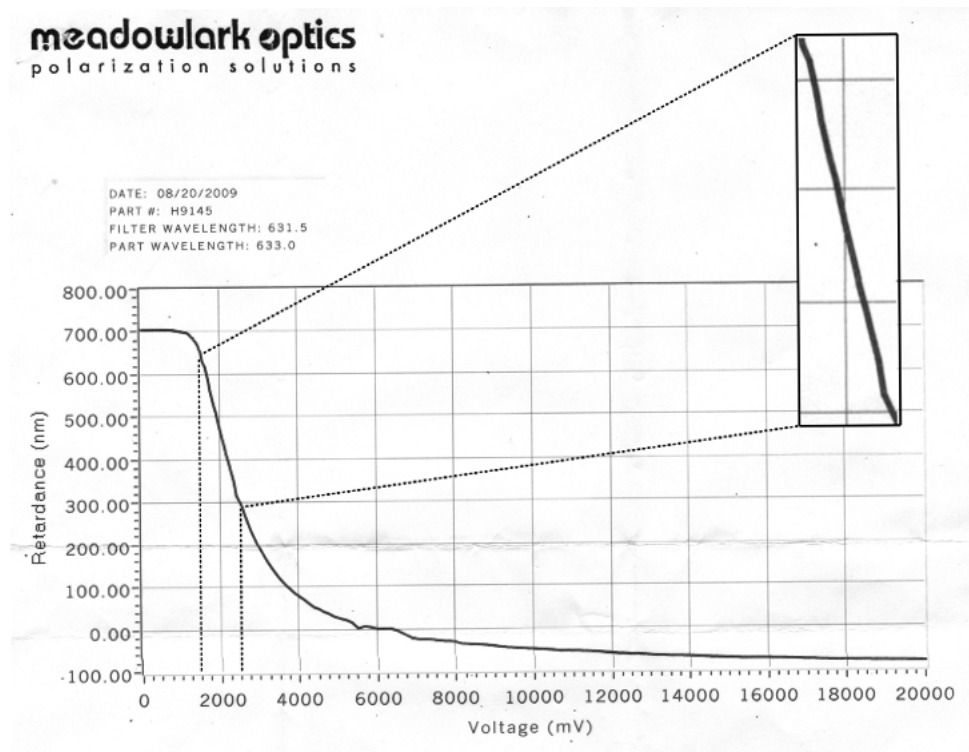


Figura 2.2: Gráfica de retardancia contra voltaje de un retardador de cristal líquido.

La figura 2.1 muestra la gráfica típica de variación de la retardancia respecto al voltaje aplicado para un retardador de cristal líquido. En esta se puede observar que la curva no es lineal, especialmente para valores altos de voltaje con los cuales se obtienen bajos valores de retardancia. Si la retardancia no depende linealmente del voltaje, entonces las variaciones de voltaje (que suelen ser senoidales) no estarán relacionadas directamente a las variaciones de retardancia, y el análisis de las señales se torna muy complicado. Para evitar estos problemas se usó la región lineal de retardancia entre λ y $\lambda/2$ para la longitud de onda de 633nm, correspondientes a valores de voltaje aproximadamente entre 1.5V a 2.5V. El análisis de la señal detectada es el siguiente^[26]

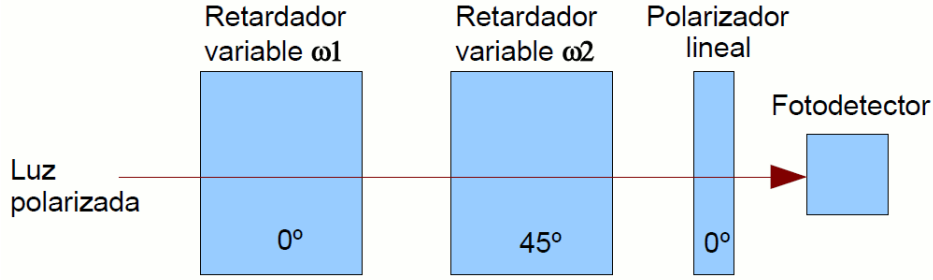


Figura 2.3: Montaje del polarímetro de Stokes. Los ángulos asociados a cada componente se refieren al ángulo relativo de los ejes de dicho componente. Los retardadores variables fueron nombrados ω_1 y ω_2 debido al periodo de oscilación en la retardancia la cual es diferente en ambos retardadores.

La figura 2.2 muestra el montaje del polarímetro de Stokes. La luz para ser analizada pasa a través de dos retardadores variables de cristal líquido con sus ejes a 45° uno del otro y finalmente a través de un polarizador lineal con su eje de transmisión paralelo al eje del primer retardador. El sistema afecta al vector de Stokes de la luz siguiendo la siguiente relación

$$S = M_S S_i, \quad (2.78)$$

donde S_i es el vector de Stokes a medir, y S el vector de Stokes de la luz a la entrada del detector. En particular, la intensidad detectada es el primer término del vector de Stokes S . El término M_S es la matriz de Mueller del sistema la cual puede ser analizada en términos de las matrices de Mueller de los componentes del polarímetro

$$M_S = M_P(0^\circ) M_R(\phi_2, 45^\circ) M_R(\phi_1, 0^\circ), \quad (2.79)$$

donde $M_P(0^\circ)$ es la matriz de Mueller de un polarizador lineal con su eje de transmisión a 0° ,

$$M_P(0^\circ) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.80)$$

y $M_R(\phi, \theta)$ es la matriz de Mueller para un retardador de retardancia ϕ con su eje rápido en el ángulo θ , ecuación (2.75). Por otra parte, también tenemos que la variación de la retardancia es

$$\phi = \frac{3\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \sin \omega t, \quad (2.81)$$

para ambos retardadores, donde ω es la frecuencia de oscilación del voltaje aplicado. Esto nos lleva a

$$\begin{aligned} \sin \phi &= -\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \omega t\right), \\ \cos \phi &= \sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \omega t\right). \end{aligned} \quad (2.82)$$

Substituyendo las ecuaciones (2.79), (2.80) y (2.81) en la ecuación (2.78) la matriz de Mueller del sistema se convierte en

$$M_S(\phi, \theta) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \text{sen}\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_2 t\right) & \cos\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_1 t\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_2 t\right) & \text{sen}\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_1 t\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_2 t\right) \\ 1 & \text{sen}\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_2 t\right) & \cos\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_1 t\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_2 t\right) & \text{sen}\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_1 t\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_2 t\right) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.83)$$

La intensidad de la luz detectada es el primer elemento del vector de Stokes detectado, S ,

$$S_0 = \frac{1}{2} \left\{ S_{i0} + \text{sen}\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_2 t\right) S_{i1} + \cos\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_1 t\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_2 t\right) S_{i2} + \text{sen}\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_1 t\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} \text{sen } \omega_2 t\right) S_{i3} \right\}. \quad (2.84)$$

donde los términos ω_1 y ω_2 son las frecuencias de variación de las retardancias.

Ahora, usando las expansiones

$$\begin{aligned} \text{sen}(\gamma \text{sen } \omega t) &= 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\gamma) \text{sen}[(2n+1)\omega t] = 2J_1(\gamma) \text{sen}(\omega t), \\ \cos(\gamma \text{sen } \omega t) &= J_0(\gamma) + 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n}(\gamma) \cos[(2n+1)\omega t] = J_0(\gamma) + 2J_2(\gamma) \cos(\omega t); \end{aligned} \quad (2.85)$$

donde $J_i(\)$ es la función de Bessel de orden i . Substituyendo la ecuación (2.85) en la ecuación (2.84) obtenemos

$$S_0 = \frac{1}{2} \left\{ S_{i0} + 2J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) \text{sen}(\omega_2 t) S_{i1} + \left[J_0\left(\frac{\pi}{2}\right) + 2J_2\left(\frac{\pi}{2}\right) \cos(2\omega_1 t) \right] \left[J_0\left(\frac{\pi}{2}\right) + 2J_2\left(\frac{\pi}{2}\right) \cos(2\omega_2 t) \right] S_{i2} + 2J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) \text{sen}(\omega_1 t) \left[J_0\left(\frac{\pi}{2}\right) + 2J_2\left(\frac{\pi}{2}\right) \cos(2\omega_2 t) \right] S_{i3} \right\}. \quad (2.86)$$

Combinando los términos trigonométricos, la señal medida puede ser expresada en términos de las frecuencias de variación de las retardancias (ω_1 y ω_2),

$$\begin{aligned} S_0 &= \frac{1}{2} \left[S_{i0} + J_0^2\left(\frac{\pi}{2}\right) S_{i2} \right] + J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) S_{i1} \text{sen}(\omega_2 t) + J_0\left(\frac{\pi}{2}\right) J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) S_{i3} \text{sen}(\omega_1 t) \\ &\quad + J_0\left(\frac{\pi}{2}\right) J_2\left(\frac{\pi}{2}\right) S_{i2} [\cos(2\omega_1 t) + \cos(2\omega_2 t)] \\ &\quad + J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) J_2\left(\frac{\pi}{2}\right) S_{i3} \{ \text{sen}[(\omega_1 - 2\omega_2)t] + \text{sen}[(\omega_1 + 2\omega_2)t] \} \\ &\quad + J_2^2\left(\frac{\pi}{2}\right) S_{i2} \{ \cos[(2\omega_1 - 2\omega_2)t] + \cos[(2\omega_1 + 2\omega_2)t] \}. \end{aligned} \quad (2.87)$$

Finalmente, resolviendo estas ecuaciones para las componentes del vector de Stokes desconocido, en términos de las componentes de frecuencia de la señal detectada, obtenemos lo siguiente

$$\begin{cases} S_{i0} = 2 S_0 \{0\} - J_0^2 \left(\frac{\pi}{2} \right) S_{i2}, \\ S_{i1} = \frac{S_0 \{\text{sen}[(\omega_2)t]\}}{J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \\ S_{i2} = \frac{S_0 \{\cos[(2\omega_1)t]\}}{J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_2 \left(\frac{\pi}{2} \right)} = \frac{S_0 \{\cos[(2\omega_2)t]\}}{J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_2 \left(\frac{\pi}{2} \right)} = \frac{S_0 \{\cos[(2\omega_1 \pm 2\omega_2)t]\}}{J_2^2 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \\ S_{i3} = \frac{S_0 \{\text{sen}[(\omega_1 \pm 2\omega_2)t]\}}{J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_2 \left(\frac{\pi}{2} \right)} = \frac{S_0 \{\text{sen}[(\omega_1)t]\}}{J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \end{cases} \quad (2.88)$$

donde los términos $S_0 \{ \}$ representan a las componentes de frecuencia de la señal detectada, S_0 , con las cuales podemos obtener las componentes del vector de Stokes a medir S_i .

Experimentalmente, para determinar el vector de Stokes de un haz de luz, es posible medir la amplitud de dichas componentes de frecuencia a partir del análisis de la señal óptica detectada con el método de la transformada rápida de Fourier (FFT, por sus siglas en inglés). Las ecuaciones anteriores también pueden escribirse en términos de las componentes complejas de la transformada rápida de Fourier de la señal detectada. Esto es

$$\begin{cases} S_{i0} = 2 \text{Re } S \{0\} - J_0^2 \left(\frac{\pi}{2} \right) S_{i2}, \\ S_{i1} = \frac{\text{Im } S \{\omega_2\}}{J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \\ S_{i2} = \frac{\text{Re } S \{2\omega_1\}}{J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_2 \left(\frac{\pi}{2} \right)} = \frac{\text{Re } S \{2\omega_2\}}{J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_2 \left(\frac{\pi}{2} \right)} = \frac{\text{Re } S \{2\omega_1 \pm 2\omega_2\}}{J_2^2 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \\ S_{i3} = \frac{\text{Im } S \{\omega_1 \pm 2\omega_2\}}{J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_2 \left(\frac{\pi}{2} \right)} = \frac{\text{Im } S \{\omega_1\}}{J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \end{cases} \quad (2.89)$$

donde $\text{Re } S \{ \}$ e $\text{Im } S \{ \}$ son las componentes real e imaginaria, respectivamente, de la FFT de la señal detectada (S_0). Esto facilita el análisis de la señal óptica detectada y la determinación de los vectores de Stokes de un haz de luz con éste método.

Del sistema de ecuaciones anterior se pueden extraer nueve expresiones independientes para describir los parámetros de Stokes en términos de las diferentes componentes de frecuencia de la señal detectada (una para S_0 , una para S_1 , cuatro expresiones equivalentes para S_2 y tres expresiones equivalentes para S_3) las cuales se listan por separado a continuación:

$$\begin{cases} S_0 = 2 \text{Re } S \{0\} - J_0^2 \left(\frac{\pi}{2} \right) S_{i2}, \\ S_1 (\omega_2) = \frac{\text{Im } S \{\omega_2\}}{J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \\ S_2 (2\omega_1) = \frac{\text{Re } S \{2\omega_1\}}{J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_2 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \\ S_2 (2\omega_2) = \frac{\text{Re } S \{2\omega_2\}}{J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_2 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \\ S_2 (2\omega_1 + 2\omega_2) = \frac{\text{Re } S \{2\omega_1 + 2\omega_2\}}{J_2^2 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \\ S_2 (2\omega_1 - 2\omega_2) = \frac{\text{Re } S \{2\omega_1 - 2\omega_2\}}{J_2^2 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \\ S_3 (\omega_1) = \frac{\text{Im } S \{\omega_1\}}{J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \\ S_3 (\omega_1 + 2\omega_2) = \frac{\text{Im } S \{\omega_1 + 2\omega_2\}}{J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_2 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \\ S_3 (\omega_1 - 2\omega_2) = \frac{\text{Im } S \{\omega_1 - 2\omega_2\}}{J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_2 \left(\frac{\pi}{2} \right)}. \end{cases} \quad (2.90)$$

2.3.2. Polarímetro de Mueller.

2.3.2.1. Método de la transformada rápida de Fourier.

De manera similar, análogamente a las mediciones del vector de Stokes, es posible medir la matriz de Mueller para un elemento óptico desconocido en términos de las componentes complejas de la transformada rápida de Fourier de la señal detectada

$$M = \begin{pmatrix} MM[1,1] & MM[1,2] & MM[1,3] & MM[1,4] \\ MM[2,1] & MM[2,2] & MM[2,3] & MM[2,4] \\ MM[3,1] & MM[3,2] & MM[3,3] & MM[3,4] \\ MM[4,1] & MM[4,2] & MM[4,3] & MM[4,4] \end{pmatrix}, \quad (2.91)$$

donde M es la matriz de Mueller a medir y $MM[x, y]$ son los elementos de la matriz

$$MM[4,4] = \frac{\operatorname{Re} S\{\omega_2 + \omega_3\}}{\frac{1}{8} J_1^2\left(\frac{\pi}{2}\right) J_0^2\left(\frac{\pi}{2}\right)}, \quad (2.92)$$

$$MM[4,3] = \frac{\operatorname{Im} S\{\omega_3 + 2\omega_1\}}{\frac{1}{8} J_0^2\left(\frac{\pi}{2}\right) J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) J_2\left(\frac{\pi}{2}\right)}, \quad (2.93)$$

$$MM[4,2] = \frac{\operatorname{Re} S\{\omega_3 + \omega_1\}}{-\frac{1}{8} J_0\left(\frac{\pi}{2}\right) J_1^2\left(\frac{\pi}{2}\right)}, \quad (2.94)$$

$$MM[4,1] = \frac{\operatorname{Im} S\{\omega_3\} - \frac{1}{8} J_0^3\left(\frac{\pi}{2}\right) J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) MM[4,3]}{\frac{1}{4} J_0\left(\frac{\pi}{2}\right) J_1\left(\frac{\pi}{2}\right)}, \quad (2.95)$$

$$MM[3,4] = \frac{\operatorname{Im} S\{2\omega_3 + \omega_2\}}{\frac{1}{8} J_0^2\left(\frac{\pi}{2}\right) J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) J_2\left(\frac{\pi}{2}\right)}, \quad (2.96)$$

$$MM[3,3] = \frac{\operatorname{Re} S\{2\omega_1 + 2\omega_4\}}{-\frac{1}{8} J_0^2\left(\frac{\pi}{2}\right) J_2^2\left(\frac{\pi}{2}\right)}, \quad (2.97)$$

$$MM[3,2] = \frac{\operatorname{Im} S\{2\omega_3 + \omega_1\}}{-\frac{1}{8} J_0\left(\frac{\pi}{2}\right) J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) J_2\left(\frac{\pi}{2}\right)}, \quad (2.98)$$

$$MM[3,1] = \frac{\operatorname{Re} S\{2\omega_4\} + \frac{1}{4} J_0^3\left(\frac{\pi}{2}\right) J_2\left(\frac{\pi}{2}\right) MM[3,3]}{\frac{1}{4} J_0\left(\frac{\pi}{2}\right) J_2\left(\frac{\pi}{2}\right)}, \quad (2.99)$$

$$MM[2,4] = \frac{\operatorname{Re} S\{\omega_2 + \omega_4\}}{\frac{1}{8} J_0\left(\frac{\pi}{2}\right) J_1^2\left(\frac{\pi}{2}\right)}, \quad (2.100)$$

$$MM[2,3] = \frac{\operatorname{Im} S\{2\omega_1 + \omega_4\}}{\frac{1}{8} J_0\left(\frac{\pi}{2}\right) J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) J_2\left(\frac{\pi}{2}\right)}, \quad (2.101)$$

$$MM[2,2] = \frac{\operatorname{Re} S\{\omega_1 + \omega_4\}}{-\frac{1}{8} J_1^2\left(\frac{\pi}{2}\right)}, \quad (2.102)$$

$$MM [2, 1] = \frac{\text{Im } S \{ \omega_4 \} - \frac{1}{4} J_0^2 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) MM [2, 3]}{-\frac{1}{4} J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \quad (2.103)$$

$$MM [1, 4] = \frac{\text{Im } S \{ \omega_2 \} - \frac{1}{4} J_0^3 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) MM [3, 4]}{\frac{1}{4} J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \quad (2.104)$$

$$MM [1, 3] = \frac{\text{Re } S \{ 2\omega_1 \} + \frac{1}{4} J_0^2 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_2^2 \left(\frac{\pi}{2} \right) MM [3, 3]}{-\frac{1}{4} J_2 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \quad (2.105)$$

$$MM [1, 2] = \frac{\text{Im } S \{ \omega_1 \} + \frac{1}{4} J_0^2 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_1^2 \left(\frac{\pi}{2} \right) MM [3, 2]}{-\frac{1}{4} J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)}, \quad (2.106)$$

$$MM [1, 1] = 4 \text{Re } S \{ \omega_0 \} + J_0^2 \left(\frac{\pi}{2} \right) MM [1, 3] - J_0^2 \left(\frac{\pi}{2} \right) MM [3, 1] + J_0^4 \left(\frac{\pi}{2} \right) MM [3, 3], \quad (2.107)$$

donde, de la misma forma que en el caso anterior, $\text{Re } S \{ \quad \}$ e $\text{Im } S \{ \quad \}$ son las componentes real e imaginaria, respectivamente, de la FFT de la señal detectada (S_0); $J_i (\quad)$ son las funciones de Bessel de orden i y los valores ω_i representan la frecuencia de oscilación de la retardancia en cada uno de los cuatro retardadores.

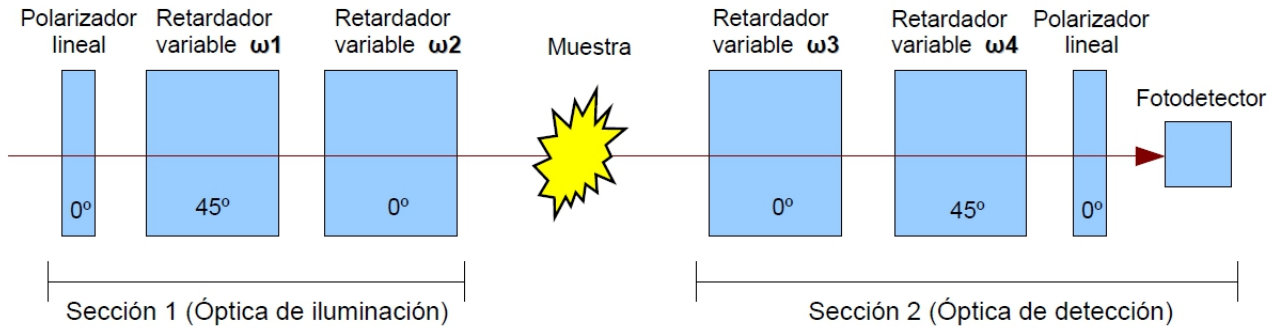


Figura 2.4: Montaje experimental típico para un polarímetro de Mueller, utilizando retardadores variables de cristal líquido. Los ángulos asociados a cada componente se refieren al ángulo relativo de los ejes ópticos de dicho componente. Los retardadores variables fueron nombrados como ω_1 , ω_2 , ω_3 y ω_4 para representar el periodo de oscilación en la retardancia de cada retardador.

La figura 2.3 muestra el diagrama del montaje experimental para un polarímetro de matriz de Mueller utilizando los retardadores variables de cristal líquido. Este polarímetro se desarrolló para ser utilizado en un esparcímetero polarimétrico para realizar la medición de la luz esparcida en superficies rugosas bidimensionales (véase la Introducción). La sección 1 (óptica de iluminación) genera luz polarizada cuyo estado de polarización cambia en el tiempo y la sección 2 (óptica de detección) detecta y analiza la luz esparcida por una muestra (superficie rugosa).

2.3.2.2. Método de las retardancias escalonadas.

A diferencia del anterior, este método se basa en la medición de la señal óptica resultante de la aplicación de un conjunto de valores fijos de retardancia, en vez de variaciones senoidales, que van cambiando por pasos,

de forma escalonada, en función del tiempo. El montaje experimental es el mismo que con el método anterior y la forma en la que opera es la siguiente:

Utilizando la notación de que $I(P, Q)$ es la intensidad de la luz con polarización P incidente sobre la muestra y polarización Q detectada, el sistema da las intensidades indicadas en el cuadro 2.1. Las polarizaciones indicadas en el cuadro son: V, lineal vertical; L, circular izquierda; H, lineal horizontal; + lineal, $+45^\circ$; -, lineal -45° .

| Número de Bloque | Intensidad Detectada |
|------------------|----------------------|
| 1 | $I(V, V)$ |
| 2 | $I(V, L)$ |
| 3 | $I(V, H)$ |
| 4 | $I(V, +)$ |
| 5 | $I(L, V)$ |
| 6 | $I(L, L)$ |
| 7 | $I(L, H)$ |
| 8 | $I(L, +)$ |
| 9 | $I(H, V)$ |
| 10 | $I(H, L)$ |
| 11 | $I(H, H)$ |
| 12 | $I(H, +)$ |
| 13 | $I(-, V)$ |
| 14 | $I(-, L)$ |
| 15 | $I(-, H)$ |
| 16 | $I(-, +)$ |

Cuadro 2.1: Intensidades detectadas por el sistema experimental.

Las relaciones entre las intensidades detectadas y los componentes de la matriz de Mueller son las siguientes^[28]:

$$\left\{ \begin{array}{l}
MM [1, 1] = I(H, H) + I(H, V) + I(V, V) + I(V, H), \\
MM [1, 2] = I(H, H) + I(H, V) - I(V, V) - I(V, H), \\
MM [1, 3] = 2 \left\{ \frac{1}{2} MM [1, 1] - I(-, H) - I(-, V) \right\}, \\
MM [1, 4] = 2 \left\{ \frac{1}{2} MM [1, 1] - I(L, H) - I(L, V) \right\}, \\
MM [2, 1] = I(H, H) - I(H, V) + I(V, V) - I(V, H), \\
MM [2, 2] = I(H, H) - I(H, V) - I(V, V) + I(V, H), \\
MM [2, 3] = 2 \left\{ \frac{1}{2} MM [2, 1] - I(-, H) + I(-, V) \right\}, \\
MM [2, 4] = 2 \left\{ \frac{1}{2} MM [2, 1] - I(L, H) + I(L, V) \right\}, \\
MM [3, 1] = 2 \left\{ I(H, +) + I(V, +) - \frac{1}{2} MM [1, 1] \right\}, \\
MM [3, 2] = 2 \left\{ I(H, +) - I(V, +) - \frac{1}{2} MM [1, 2] \right\}, \\
MM [3, 3] = 4I(-, +) - MM [1, 1] - MM [1, 3] - MM [3, 1], \\
MM [3, 4] = MM [1, 1] - MM [1, 4] + MM [3, 1] - 4I(L, +), \\
MM [4, 1] = 2 \left\{ \frac{1}{2} MM [1, 1] - I(H, L) - I(V, L) \right\}, \\
MM [4, 2] = 2 \left\{ \frac{1}{2} MM [1, 2] - I(H, L) + I(V, L) \right\}, \\
MM [4, 3] = 4I(-, L) - MM [1, 1] + MM [1, 3] + MM [4, 1], \\
MM [4, 4] = 4I(L, L) - MM [1, 1] + MM [1, 4] + MM [4, 1].
\end{array} \right. \quad (2.108)$$

Los valores de retardancia que se necesitan aplicar en cada bloque son los siguientes:

| Número de Bloque | Retardador 1 | Retardador 2 | Retardador 3 | Retardador 4 |
|------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| 1 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 2 | 0 | 0 | $\frac{1}{2}\lambda$ | $\frac{1}{4}\lambda$ |
| 3 | 0 | 0 | $\frac{3}{4}\lambda$ | $\frac{1}{2}\lambda$ |
| 4 | 0 | 0 | $\frac{3}{4}\lambda$ | $\frac{3}{4}\lambda$ |
| 5 | $\frac{1}{4}\lambda$ | 0 | 0 | 0 |
| 6 | $\frac{1}{4}\lambda$ | 0 | $\frac{1}{2}\lambda$ | $\frac{1}{4}\lambda$ |
| 7 | $\frac{1}{4}\lambda$ | 0 | $\frac{3}{4}\lambda$ | $\frac{1}{2}\lambda$ |
| 8 | $\frac{1}{4}\lambda$ | 0 | $\frac{3}{4}\lambda$ | $\frac{3}{4}\lambda$ |
| 9 | $\frac{1}{2}\lambda$ | $\frac{1}{4}\lambda$ | 0 | 0 |
| 10 | $\frac{1}{2}\lambda$ | $\frac{1}{4}\lambda$ | $\frac{1}{2}\lambda$ | $\frac{1}{4}\lambda$ |
| 11 | $\frac{1}{2}\lambda$ | $\frac{1}{4}\lambda$ | $\frac{3}{4}\lambda$ | $\frac{1}{2}\lambda$ |
| 12 | $\frac{1}{2}\lambda$ | $\frac{1}{4}\lambda$ | $\frac{3}{4}\lambda$ | $\frac{3}{4}\lambda$ |
| 13 | $\frac{1}{4}\lambda$ | $\frac{1}{4}\lambda$ | 0 | 0 |
| 14 | $\frac{1}{4}\lambda$ | $\frac{1}{4}\lambda$ | $\frac{1}{2}\lambda$ | $\frac{1}{4}\lambda$ |
| 15 | $\frac{1}{4}\lambda$ | $\frac{1}{4}\lambda$ | $\frac{3}{4}\lambda$ | $\frac{1}{2}\lambda$ |
| 16 | $\frac{1}{4}\lambda$ | $\frac{1}{4}\lambda$ | $\frac{3}{4}\lambda$ | $\frac{3}{4}\lambda$ |

Cuadro 2.2: Valores de retardancia, en longitudes de onda (λ), aplicados en cada bloque.

Por lo que, en forma grafica, cada retardador aplica valores fijos de retardancia de la siguiente manera

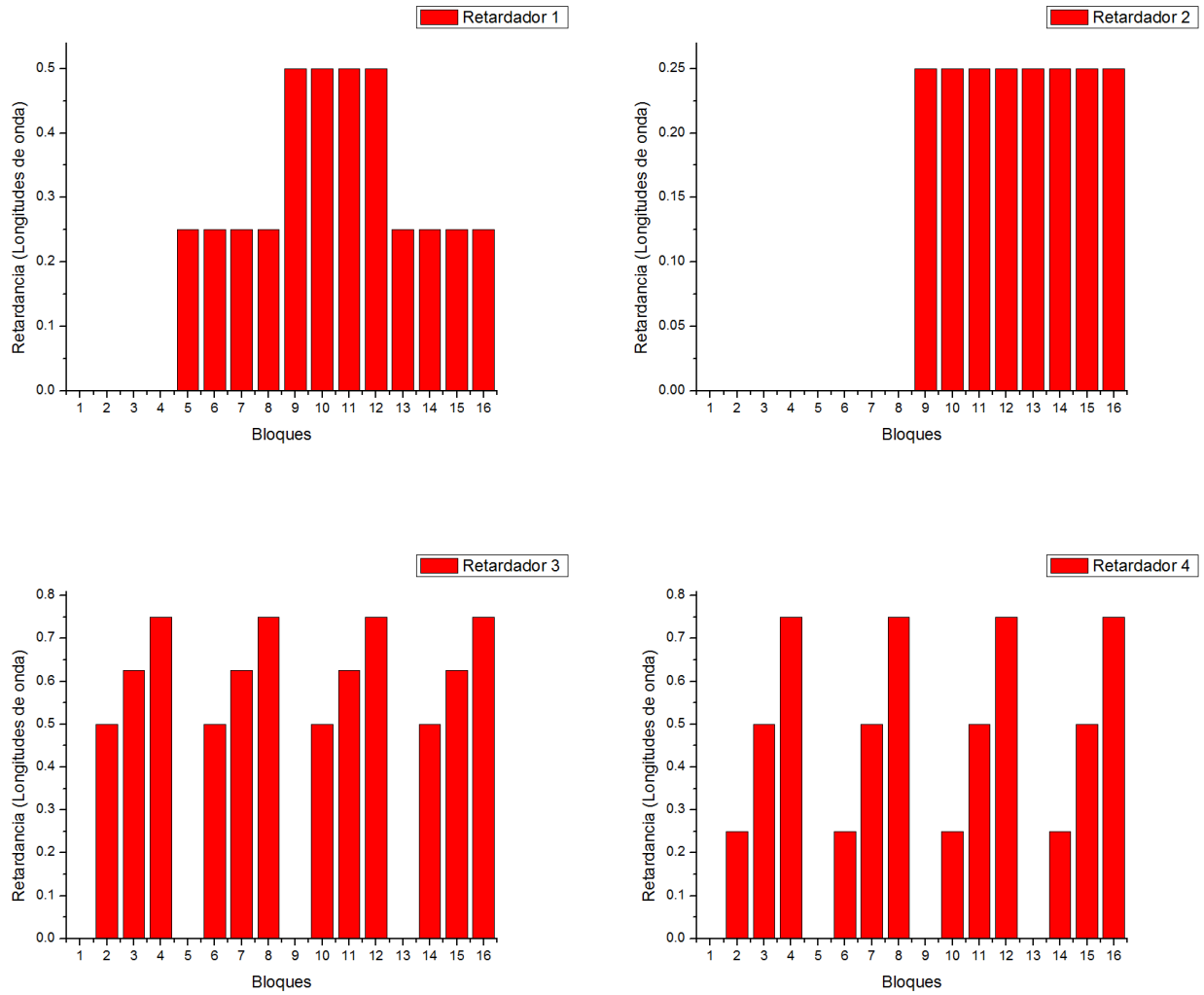


Figura 2.5: Pasos de retardancia

Numerando los bloques de 1 a 16, como se indica en las figuras de arriba, detectaremos una intensidad en cada bloque que denominamos $I(i)$ en donde i es el número de bloque. Finalmente, utilizando las relaciones establecidas en el sistema de ecuaciones (2.108) obtenemos que los elementos $MM[x, y]$ de la matriz de Mueller a medir se calculan de la siguiente manera

$$\left\{ \begin{array}{l}
MM [1, 1] = I(1) + I(3) + I(9) + I(11), \\
MM [1, 2] = I(9) + I(11) - I(1) - I(3), \\
MM [1, 3] = 2 \left\{ \frac{1}{2} MM [1, 1] - I(15) - I(13) \right\}, \\
MM [1, 4] = 2 \left\{ \frac{1}{2} MM [1, 1] - I(7) - I(5) \right\}, \\
MM [2, 1] = I(11) - I(9) - I(1) + I(3), \\
MM [2, 2] = I(11) - I(9) + I(1) - I(3), \\
MM [2, 3] = 2 \left\{ \frac{1}{2} MM [2, 1] - I(15) + I(13) \right\}, \\
MM [2, 4] = 2 \left\{ \frac{1}{2} MM [2, 1] - I(7) + I(5) \right\}, \\
MM [3, 1] = 2 \left\{ I(12) + I(4) - \frac{1}{2} MM [1, 1] \right\}, \\
MM [3, 2] = 2 \left\{ I(12) - I(4) - \frac{1}{2} MM [1, 2] \right\}, \\
MM [3, 3] = 4I(16) - MM [1, 1] - MM [1, 3] - MM [3, 1], \\
MM [3, 4] = MM [1, 1] - MM [1, 4] + MM [3, 1] - 4I(8), \\
MM [4, 1] = 2 \left\{ \frac{1}{2} MM [1, 1] - I(10) - I(2) \right\}, \\
MM [4, 2] = 2 \left\{ \frac{1}{2} MM [1, 2] - I(10) + I(2) \right\}, \\
MM [4, 3] = 4I(14) - MM [1, 1] + MM [1, 3] + MM [4, 1], \\
MM [4, 4] = 4I(6) - MM [1, 1] + MM [1, 4] + MM [4, 1].
\end{array} \right. \quad (2.109)$$

Este sistema de ecuaciones será programado en LabView (véase Apéndice, sección A.6) para determinar los 16 elementos de la matriz de Mueller utilizando el mismo montaje experimental del método anterior (figura 2.3.2.1).

Más adelante se mostrarán y discutirán los resultados obtenidos con los métodos de medición de la polarización de la luz descritos anteriormente (ver Capítulos 4 y 5).

Capítulo 3

Descripción, pruebas y caracterización de los elementos ópticos

En este capítulo se hace una breve descripción de los elementos ópticos utilizados en todos los procedimientos experimentales de este trabajo de tesis, se explica detalladamente el principio de funcionamiento de los retardadores variables de cristal líquido, se presentan los resultados de las pruebas ópticas realizadas al fotodetector *Hamamatsu H7468-20* y, finalmente, se presenta el procedimiento experimental y los resultados obtenidos en la caracterización practicada a los retardadores variables con la cual se determinó los valores de voltaje con los que se obtienen las retardancias deseadas en cada uno de ellos.

A continuación se muestra un cuadro con la lista de todos los elementos ópticos utilizados y algunas de sus principales especificaciones.

| ELEMENTO | CANTIDAD | ESPECIFICACIONES |
|------------------------|----------|--|
| Láser | 1 | Clase 3B Potencia: 10mW Longitud de onda: 633nm Marca: JDS Uniphase Modelo: 1137P |
| Placas retardadoras | 2 | <i>Media onda</i> 633nm Marca: Thorlabs |
| | | <i>Cuarto de onda</i> 633 nm Marca: Thorlabs |
| Polarizadores lineales | 2 | Marca: Thorlabs Tipo: Nanopartículas en vidrio de silicato de sodio. Tasa de extinción: 10,000:1 |
| | 1 | Marca: Thorlabs Tipo: Glan-Thompson Tasa de extinción: 100,000:1 |

| ELEMENTO | CANTIDAD | ESPECIFICACIONES |
|---|----------|---|
| Fotodetectores | 2 | Marca: Hamamatsu Modelo: H7468-20 |
| | | Marca: Newport Modelo: 918-5L |
| Medidor de potencia óptica | 1 | Marca: Newport Modelo: 1930C |
| Retardadores variables de cristal líquido | 4 | Marca: Meadowlark Optics |
| Fuente de poder para los retardadores variables | 1 | Marca: Meadowlark Optics Modelo: D3050 |
| Soportes y monturas ópticas graduadas | 11 | Marca: Thorlabs |

Cuadro 3.1: Lista de elementos ópticos.

Los elementos ópticos de mayor importancia para este trabajo son el fotodetector *Hamamatsu* H7468-20 y los retardadores variables de cristal líquido con los cuales se construyeron los polarímetros, a continuación se presenta una breve descripción de sus principales características.

3.1. Fotodetector Hamamatsu H7468-20.

Este dispositivo es parte de una serie de fotodetectores ensamblados con un tubo fotomultiplicador, una interface analógico-digital y un microcontrolador. Este fotodetector opera con un suministro de +5V y convierte la señal analógica del tubo fotomultiplicador en datos digitales de 12 bits los cuales pueden ser enviados a una computadora personal (PC, por sus siglas en Inglés) a través de la interface RS-232C. El suministro de voltaje y el encendido/apagado de las mediciones pueden ser controladas también desde la PC.



Figura 3.1: Fotodetector Hamamatsu H7468-20 ^[33].

Algunas de sus principales especificaciones técnicas son las siguientes:

| PARÁMETRO | | ESPECIFICACIONES | UNIDADES |
|--|---------------------------|------------------|----------|
| Rango espectral de sensibilidad | | 300 - 900 | nm |
| Área efectiva | | 8 | mm |
| Pico de sensibilidad | | 630 | nm |
| Corriente oscura | Típica | 2 | nA |
| | Máxima | 20 | nA |
| Tiempo de integración | | 0.04 a 500 | ms |
| Tiempo muerto | | 0.04 a 500 | ms |
| Tiempo de muestreo | Lectura continua | 4 a 1000 | ms |
| | Conjunto fijo de lecturas | 0.05 a 1000 | ms |
| Voltaje suministrado al tubo fotomultiplicador (PMT) | | 0 a 1000 | V |
| Temperatura de operación | | +5 a +50 | °C |

Cuadro 3.2: Algunas de las principales especificaciones del fotodetector Hamamatsu H7468-20.

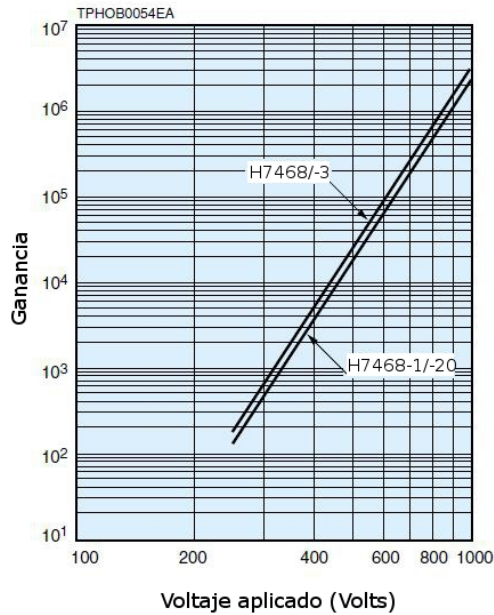


Figura 3.2: Gráfica de voltaje aplicado V vs ganancia del tubo fotomultiplicador [33].

Para verificar la linealidad del fotodetector Hamamatsu H7468-20, se llevó a cabo un sencillo experimento de verificación de la ley de Malus para un polarizador lineal utilizando este fotodetector para realizar las mediciones de intensidad óptica. La ley de Malus expresa cuantitativamente la relación entre la intensidad (I_0) de la luz incidente sobre un polarizador lineal, el ángulo (Φ) que su plano de vibración forma con el eje de transmisión del polarizador y la intensidad (I) de la luz transmitida

$$I = I_0 \cos^2 \Phi. \quad (3.1)$$

Por eso, si sobre un polarizador lineal se hace incidir luz linealmente polarizada, la intensidad de la radiación que lo atraviesa irá disminuyendo progresivamente a medida que el ángulo Φ vaya aumentando. Según la ecuación (3.1), si la magnitud de la intensidad de la luz incidente sobre el polarizador (I_0) es constante, la gráfica de la intensidad de la luz transmitida (I) en función del coseno cuadrado del ángulo

(Φ) debe dar por resultado, teóricamente, una línea recta. El resultado experimental de esta prueba es el siguiente:

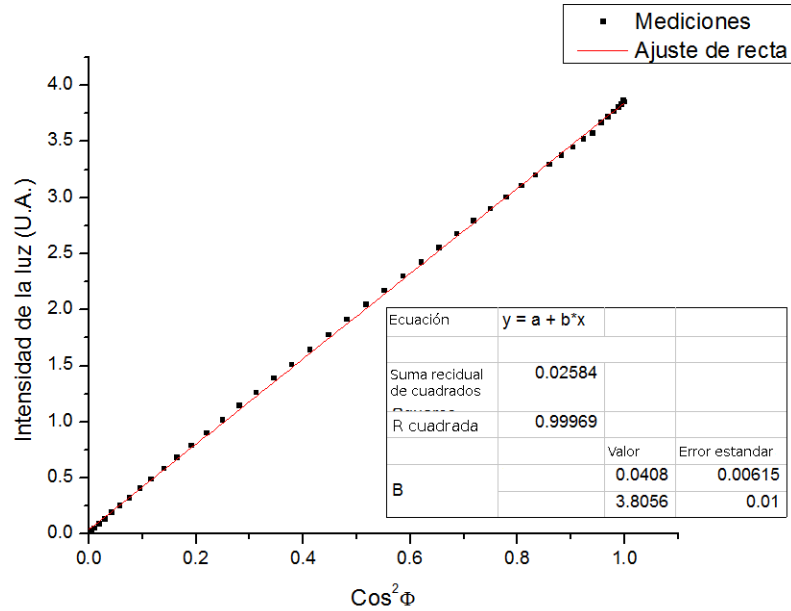


Figura 3.3: Resultado del experimento de verificación de la ley de Malus para un polarizador lineal utilizando el fotodetector Hamamatsu H7468-20.

Para construir la gráfica anterior, se midió la intensidad de la luz transmitida por el polarizador lineal en el intervalo de valores $\Phi = [0^\circ, 90^\circ]$, cada 2 grados, comenzando desde $\Phi = 90^\circ$. Como se puede observar en la figura anterior, el valor de “R cuadrada” obtenido en el ajuste de una recta sobre las mediciones es superior a 0.999 con lo que se comprueba que este detector ofrece hacer mediciones con una respuesta lineal, es decir, la relación entre la intensidad óptica detectada y la intensidad de señal eléctrica a la salida del detector es, según el resultado anterior, prácticamente lineal. Para este experimento la configuración del detector fue la misma que la que se utilizará regularmente durante los experimentos de polarimetría: Tiempo de integración = 2 milisegundos, Tiempo muerto = 2 milisegundos, Número de cuentas continuas = 500 y Voltaje aplicado al PMT = 200 Volts. Se utilizó un láser linealmente polarizado de He-Ne (633 nm) y un polarizador lineal tipo Glan-Thompson, marca Thorlabs. El control del detector y las mediciones de la intensidad óptica se hicieron en LabVIEW.

3.2. Retardadores variables de cristal líquido.

Un retardador de cristal líquido nemático típico se construye utilizando ventanas ópticamente planas de sílice fundido, recubiertas con una capa conductora de óxido de indio transparente. Después, se aplica una capa dieléctrica delgada sobre el óxido de indio y se frota suavemente creando microrranuras paralelas para el alineamiento molecular de un cristal líquido. Dos de estas ventanas son cuidadosamente alineadas y espaciadas unas pocas micras de distancia. La cavidad central se llena entonces con un material de cristal líquido nemático. Se unen las terminales eléctricas al dispositivo y se sella aislándolo del medio ambiente.

Las moléculas de cristal líquido nemático anisotrópico forman capas birrefringentes en la celda de cristal líquido. Una característica esencial de un material nemático es que, en promedio, las moléculas están alineadas con sus ejes largos paralelos, pero con sus centros aleatoriamente distribuidos, como se muestra en la figura 3.4. Sin voltaje aplicado, las moléculas de cristal líquido se posicionan paralelas a las direcciones de las microranuras realizadas durante la fabricación de las celdas; en esta configuración se alcanza la retardancia máxima.

Cuando se aplica un voltaje, el campo eléctrico resultante genera una torca sobre las moléculas de cristal líquido por lo que comienzan a girar y tienden a alinearse con la dirección del campo eléctrico, por lo que apuntan perpendicularmente a las ventanas de sílice fundido. Cuando el voltaje aumenta, las puntas de las moléculas provocan una reducción en la birrefringencia efectiva y, por lo tanto, en la retardancia debido a que en esta orientación de las moléculas, o configuración, estas se perciben de manera más simétrica, siendo cada vez menos diferente la respuesta de los electrones al campo eléctrico de luz linealmente polarizada en diferentes direcciones. Las moléculas de la superficie, sin embargo, no pueden girar libremente ya que están fijas a la capa de alineamiento. Esta inmovilidad superficial de las moléculas provoca una retardancia residual de $\sim 30nm$ incluso en voltajes elevados (20 volts). Se alcanza cero (o casi cero) retardancia a través de un retardador de valor fijo fabricado en polímero transparente, llamado compensador, adherido a la celda de cristal líquido.

La respuesta en el tiempo de los retardadores de cristal líquido depende de muchos parámetros, incluyendo el grosor de la capa, viscosidad, temperatura, variaciones en el voltaje aplicado y el tratamiento de su superficie. El tiempo de respuesta es proporcional al cuadrado del espesor de la capa y, por lo tanto, al cuadrado de la retardancia máxima de la celda.

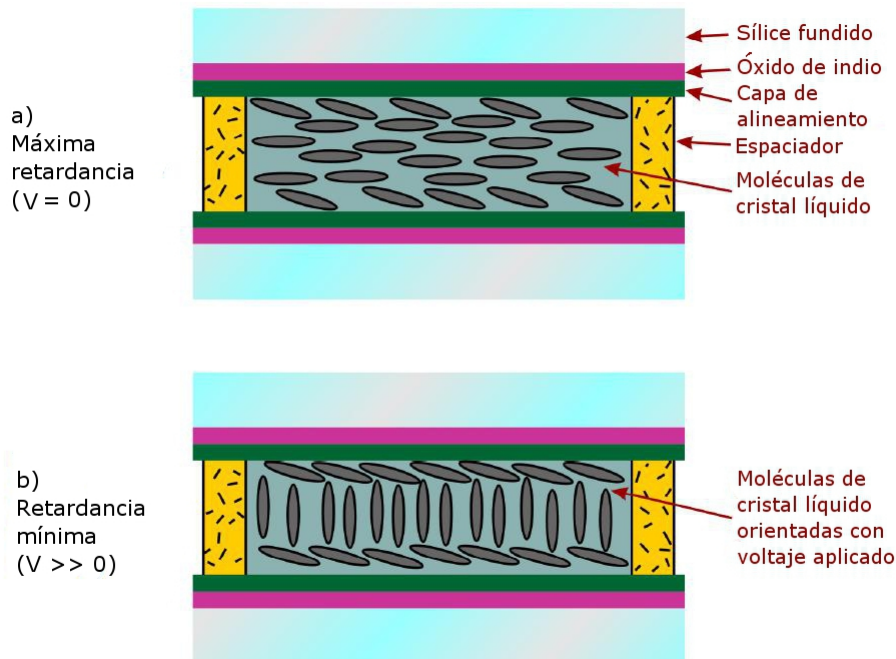


Figura 3.4: Construcción de un retardador variable de cristal líquido nemático mostrando el alineamiento molecular (a) sin voltaje aplicado y (b) con voltaje aplicado (dibujo no hecho a escala) [18].

El tiempo de respuesta también depende de la dirección del cambio en la retardancia. Las moléculas nemáticas pueden ser obligadas a orientarse en posición inclinada más rápido (a partir de la alineación en capas) de lo que las fuerzas intermoleculares pueden realinear las moléculas a su posición de estado base (voltaje cero). El tiempo de respuesta típico de un retardador variable de cristal líquido es de aproximadamente 5ms para cambiar de media longitud de onda a cero retardancia (voltaje bajo a voltaje alto) y cerca de 20ms para cambiar de cero retardancia a media longitud de onda (voltaje alto a voltaje bajo). El tiempo de respuesta mejora con el uso de materiales con alta birrefringencia y una capa delgada de cristal líquido. A temperaturas altas, la viscosidad del material decrece y contribuye también a una respuesta más rápida.

Otra técnica para mejorar los tiempos de respuesta consiste en el efecto transitorio nemático (TNE, por sus siglas en Inglés). Con este método, un pico de alto voltaje se aplica para acelerar el alineamiento molecular paralelo al campo aplicado. Entonces el voltaje se reduce para lograr la retardancia deseada. Cuando se cambia de baja a alta retardancia, todo el voltaje es retirado momentáneamente permitiendo que las moléculas de cristal líquido se sometan a la relajación natural.

Los dispositivos de cristal líquido deben ser operados con una señal eléctrica de corriente alterna (CA) sin componentes de corriente directa (CD) para evitar la acumulación de iones que puedan dañar la capa de cristal líquido. Los retardadores de cristal líquido de *Meadowlark Optics*, por ejemplo, requieren una señal cuadrada de 2KHz. La retardancia es controlada variando los valores pico a pico de cero a $\pm 10V$.

El voltaje para los retardadores es suministrado por una fuente de poder que es controlada por computadora (figura 3.5). Además, es posible aplicar por medio de esta fuente una variedad de formas de onda como senoidal, triangular, rectangular o lineal.



Figura 3.5: Fuente de poder para los retardadores variables (izquierda) y la interfaz gráfica del programa de control escrito en LabView (derecha) [18].

Esta fuente de poder posee cuatro canales de salida, uno para cada retardador, la forma en la que funciona es la siguiente:

Cuando se selecciona, por ejemplo, una forma de onda lineal, la señal a la salida del canal seleccionado es una onda cuadrada de 2KHz con una amplitud constante especificada por el usuario. Si la selección es una forma de onda senoidal, la señal a la salida del canal es una onda cuadrada de 2KHz inmersa dentro de una envolvente que varía sinusoidalmente entre voltajes pico $V1$ y $V2$ especificados por el usuario. La fase relativa a la de los otros canales de salida también se puede variar. En el apéndice de esta tesis, sección A.2, se hace una breve descripción de los detalles de operación del programa de control escrito en LabVIEW.

El texto de esta sección se tomó de la referencia bibliográfica [18].

3.3. Caracterización de los retardadores variables.

Cada retardador de cristal líquido responde de manera distinta al voltaje aplicado, por lo que es necesario practicar una caracterización individual para cada uno de ellos. El fabricante proporciona por cada retardador una gráfica de retardancia según el voltaje aplicado (figura 3.6). Este diagrama, aunque es insuficiente, ayuda en la caracterización del retardador pues nos indica, a groso modo, el voltaje aproximado que hay que aplicar para obtener ciertos valores de retardancia.

En esta caracterización se buscaron los voltajes precisos con los cuales el dispositivo retarda la luz de un láser Helio-Neón de 633nm valores específicos de longitud onda. Se utilizaron dos polarizadores lineales con sus ejes de transmisión dispuestos ortogonalmente entre sí y el retardador se colocó entre estos dos polarizadores con sus ejes de transmisión a 45° del plano de polarización de la luz incidente (figura 3.7).

El retardador modifica la polarización de la luz provocando un cambio en la intensidad de la luz al final del segundo polarizador, la cual sería mínima de no encontrarse el retardador en medio o si este retarda, por ejemplo, cero o una longitud de onda completa (1λ) y sería máxima si retarda, por ejemplo, media longitud de onda ($\frac{1}{2}\lambda$).

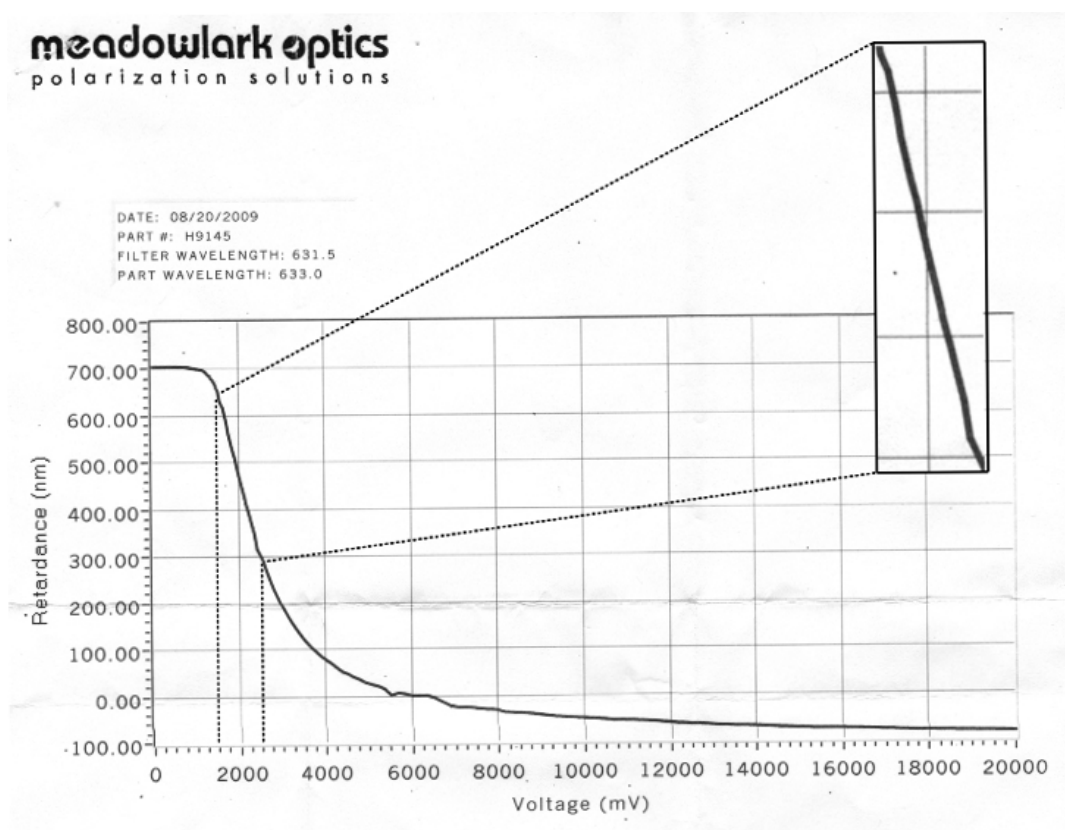


Figura 3.6: Gráfica proporcionada por el fabricante de retardancia V s voltaje aplicado.

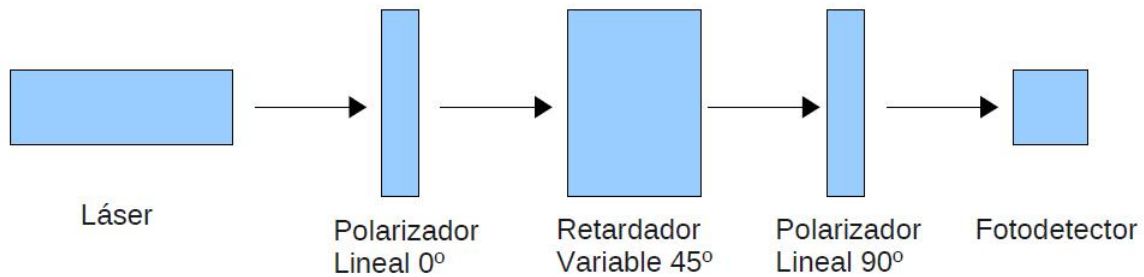


Figura 3.7: Diagrama del montaje experimental para la caracterización de los valores de 0 , $\frac{1}{2}\lambda$ y 1λ en los retardadores variables. Los ángulos asociados a cada componente se refieren al ángulo relativo de los ejes ópticos de dicho componente respecto al plano de polarización de la luz.

Utilizando la gráfica del fabricante (figura 3.6) se buscaron sobre ella los *puntos críticos*, es decir, los puntos donde el voltaje aplicado provoca las retardancias requeridas y se miden las máximas o mínimas, según sea el caso, intensidades de luz. Se graficó la potencia medida V vs voltaje aplicado para valores cercanos a cada punto crítico y se aproximó una función gaussiana sobre la curva resultante para obtener, por medio de una interpolación, el voltaje preciso que provoca la retardancia deseada en cada caso. En las figuras 3.8 - 3.10 se muestran algunos ejemplos del análisis de las curvas con este método.

Debido a que la intensidad de la luz al final del segundo polarizador está en su valor mínimo cuando en los retardadores variables hay retardancias de cero y una longitud de onda, las curvas obtenidas para encontrar estos puntos están invertidas respecto a las que se obtienen con el valor de media longitud de onda donde, por el contrario, el punto crítico se encuentra en el valor de máxima intensidad de luz detectada. Para poder aproximar una función gaussiana en los primeros tres casos fue necesario invertir la concavidad de las curvas graficadas multiplicando los valores de potencia medida por -1 y sumándoles un valor constante para que las gráficas queden invertidas en el primer cuadrante.

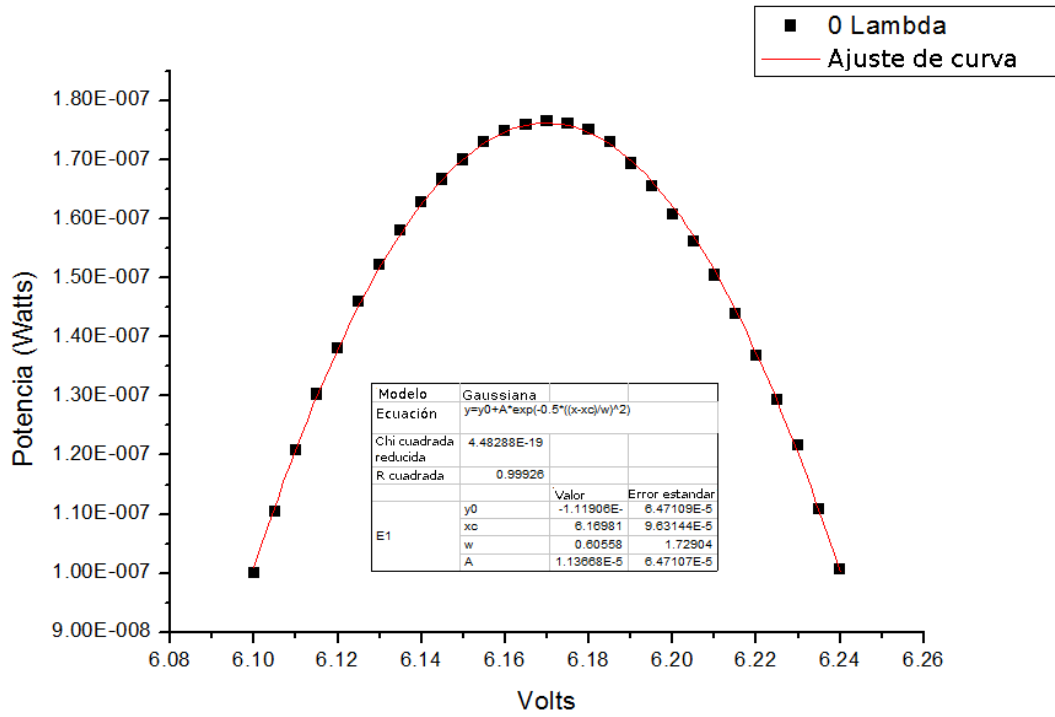


Figura 3.8: Grafica de potencia medida Vs voltaje aplicado para caracterizar la retardancia de 0λ .

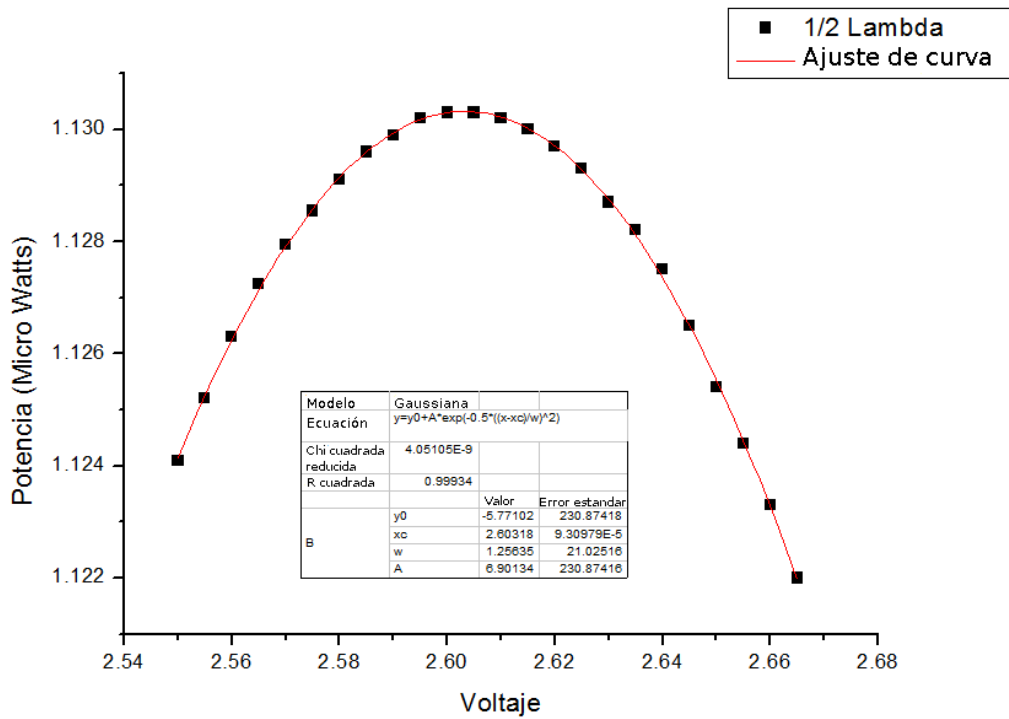


Figura 3.9: Grafica de potencia medida Vs voltaje aplicado para caracterizar la retardancia de $\frac{1}{2}\lambda$.

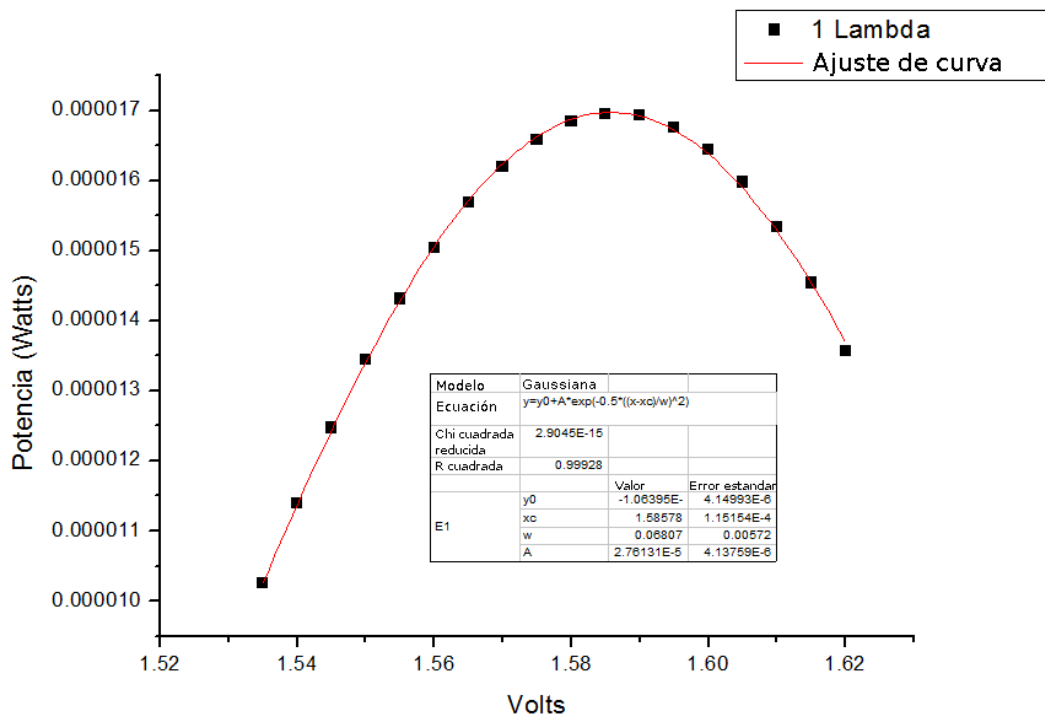


Figura 3.10: Grafica de potencia medida Vs voltaje aplicado para caracterizar la retardancia de 1λ .

Como se puede observar en las gráficas anteriores, el valor de “R cuadrada” obtenido en el ajuste de una curva gaussiana sobre las mediciones es superior a 0.999 por lo que los valores de voltaje calculados, para obtener las retardancias deseadas, con este método son confiables ya que además este experimento es repetible dentro de un rango de 0.35 % de variación en los resultados de cuatro ensayos consecutivos a temperatura constante.

Con este método se caracterizaron las retardancias $0, \frac{1}{2}\lambda$ y 1λ en los cuatro retardadores. Posteriormente, se caracterizaron las retardancias $\frac{1}{4}\lambda$ y $\frac{3}{4}\lambda$ con el mismo método pero intercalando una placa retardadora de $\frac{1}{4}\lambda$, con sus ejes ópticos a 45° , entre el retardador variable y el segundo polarizador lineal en el montaje experimental (figura 3.7). De esta manera, al medir la intensidad de la luz al final del segundo polarizador, se pueden determinar los estados de polarización circular derecha o izquierda los cuales se verán como un mínimo o un máximo de intensidad dependiendo de la orientación de los ejes ópticos de los elementos polarizantes. Debido a que no fué necesario ocupar los valores de retardancia $\frac{1}{4}\lambda$ y $\frac{3}{4}\lambda$ en todos los retardadores para realizar las mediciones de la polarización de la luz, estos valores se obtuvieron solamente para tres retardadores variables. A continuación se muestran los resultados de esta caracterización.

| RETARDADOR | Caracterización (Volts) | | | | |
|------------|-------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|------------------------|
| | RETARDANCIA 0 | RETARDANCIA $\frac{1}{4}\lambda$ | RETARDANCIA $\frac{1}{2}\lambda$ | RETARDANCIA $\frac{3}{4}\lambda$ | RETARDANCIA 1λ |
| 1 | 5.8078±6.6287E-5 | 3.1852±2.9360E-5 | 2.4511±9.0419E-5 | NO SE NECESITA | 1.5857±1.1515E-4 |
| 2 | 5.5807±3.7930E-5 | 3.3534±6.7294E-5 | 2.3316±7.6507E-4 | NO SE NECESITA | 1.4772±5.6571E-5 |
| 3 | 5.5584±1.4822E-4 | NO SE NECESITA | 2.3407±8.8755E-5 | 1.9349±1.682E-4 | 1.5259±1.8146E-4 |
| 4 | 6.1698±9.6314E-5 | 3.3284±9.8237E-5 | 2.6031±9.3097E-5 | 2.0682±4.736E-4 | 1.7231±1.8226E-4 |

Cuadro 3.3: Resultados de la caracterización de los retardadores variables de cristal líquido.

El control del voltaje aplicado a los retardadores se realizó manualmente mediante la fuente de poder de los retardadores variables y el software de control que proporciona el fabricante (figura 3.5), las mediciones de potencia óptica se hicieron con el fotodetector y el medidor de potencia *Newport* junto con un programa escrito en Labview para este fin (véase apéndice A, sección A.1).

Capítulo 4

Polarímetro de Stokes

4.1. Alineación óptica.

Una vez caracterizados los retardadores variables se montó el sistema óptico completo conformado por una fuente de luz polarizada y el polarímetro de Stokes (figura 4.1).

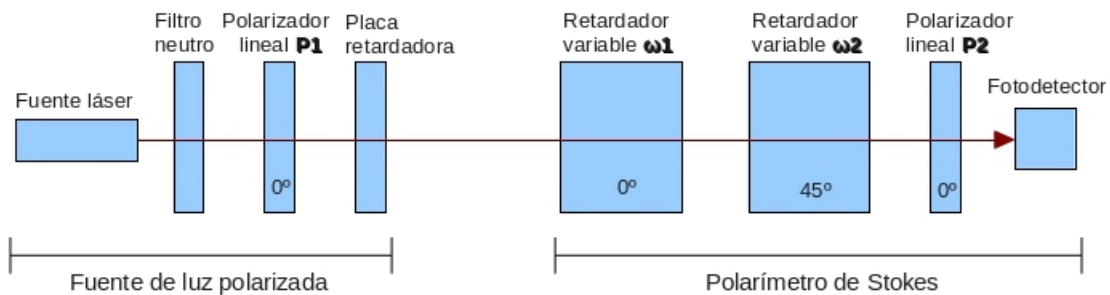


Figura 4.1: Diagrama esquemático del montaje experimental empleado para realizar polarimetría de Stokes. Los ángulos asociados a cada componente se refieren al ángulo relativo de los ejes ópticos de dicho componente. Los retardadores variables fueron nombrados ω_1 y ω_2 debido al periodo de oscilación en la retardancia la cual es diferente en ambos retardadores.

Para todas las pruebas se utilizó un láser linealmente polarizado y, en este caso, lo primero que se hizo fue poner el plano de polarización de la luz paralelo al plano de la mesa óptica para que la luz que entrara al sistema tuviese un estado de polarización lineal y horizontal. Para hacer esto, se rotó la fuente láser en torno a la dirección del haz hasta encontrar la intensidad mínima de luz reflejada por la cara plana de un prisma transparente, perpendicular al plano de la mesa óptica, cuya normal se colocó al ángulo de Brewster respecto al haz. Para medir la intensidad de la luz se utilizó el fotodetector y el medidor de potencia *Newport*.

La función del polarizador lineal 1 es la de controlar el ángulo del plano de polarización de la luz que incide en el polarímetro o en la placa retardadora, para la mayoría de pruebas su eje óptico se alinea en forma paralela al plano de polarización de la luz láser.

Al inicio de cada prueba se alinea uno de los ejes ópticos de las placas retardadoras con el plano de polarización de la luz. Las posiciones de los ejes ópticos de las placas retardadoras se obtuvieron previamente

colocando cada una de estas entre dos polarizadores con sus ejes de transmisión perpendiculares entre sí y al ir rotando los ejes de la placa se busco el ángulo para el cual la intensidad de luz transmitida por el segundo polarizador fue mínima.

De esta manera quedó alineada la fuente de luz polarizada compuesta por una fuente de luz láser, polarizador lineal 1 y placa retardadora la cual, dependiendo de la prueba, podía ser de media longitud de onda o de cuarto de onda. Debido a que durante las pruebas de polarimetría se utilizó el fotodetector *Hamamatsu*, el cual tiene una sensibilidad óptica mucho mayor a la del fotodetector *Newport*, se colocó un filtro neutro entre la salida de la fuente de luz láser y el polarizador lineal 1 para reducir la intensidad de la luz y no saturar el rango de medición de dicho fotodetector (figura 4.2).

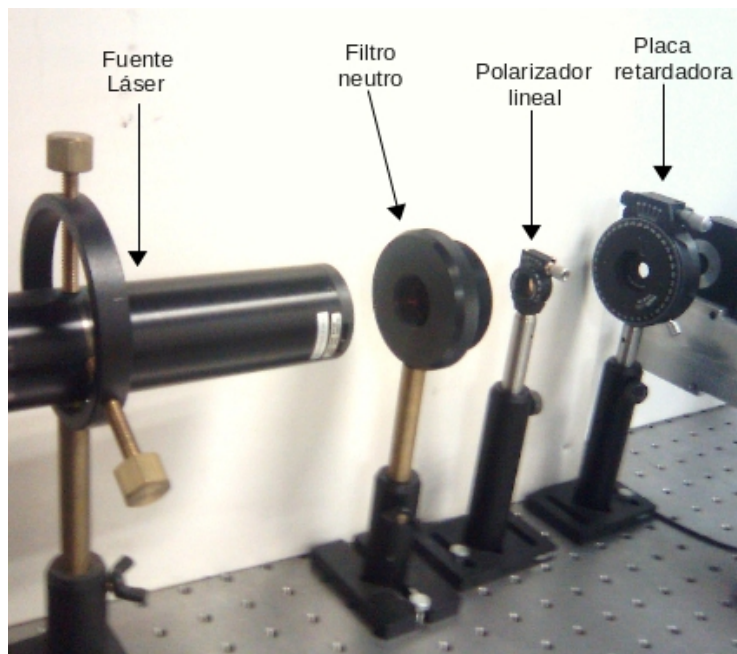


Figura 4.2: Fotografía de la fuente de luz polarizada.

Finalmente, para alinear el polarímetro de Stokes como se indica en la figura 4.1, se determinó la posición de los ejes ópticos de los retardadores variables de modo similar al caso de las placas retardadoras: se utilizaron dos polarizadores lineales con sus ejes de transmisión dispuestos ortogonalmente entre sí y cada retardador variable se colocó entre estos dos polarizadores, para este caso, se suministro al retardador un voltaje variable senoidal de 1.5 a 2.4V y un periodo de 500ms para obtener una señal óptica variable en el tiempo a la entrada del detector. Los valores pico de estos voltajes hacen que la retardancia oscile aproximadamente entre $1/2$ y 1 longitud de onda. Para que esta oscilación pueda ser detectada con amplitud máxima, los ejes del retardador tienen que estar alineados a 45° respecto al plano de polarización de la luz incidente y cuando estos son paralelos la amplitud de oscilación detectada debe ser mínima por lo que al ir rotando los ejes del retardador entorno a la dirección de haz se busco este punto. Para poder rotar los ejes de los retardadores, estos se montaron en soportes giratorios (figura 4.3). Al encontrar la posición del eje de cada retardador se registro el ángulo en el que se encontraba y posteriormente, si se requería, se rotó 45° . La medición de la amplitud de oscilación de la señal óptica se realizó con el fotodetector *Hamamatsu* y un programa escrito

en Labview específicamente para hacer mediciones con este fotodetector (véase apéndice A, sección A.3), con este programa también se hicieron las mediciones de los parámetros de Stokes que se describirán más adelante.

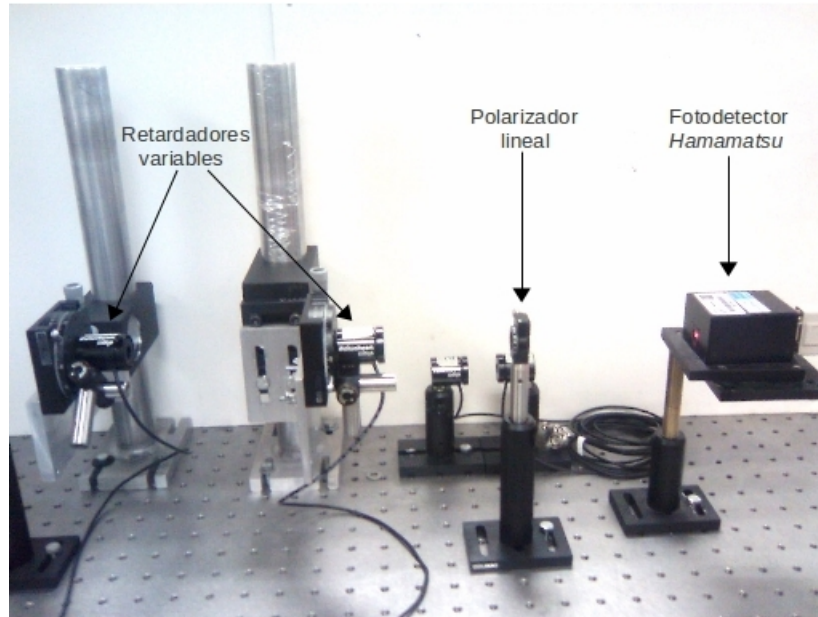


Figura 4.3: Fotografía del polarímetro de Stokes.

4.2. Simulaciones numéricas.

La figura 4.4 muestra las graficas de lo que teóricamente sería el proceso de medición con el polarímetro de Stokes. Estas graficas se obtuvieron mediante una simulación numérica desarrollada con el paquete de programación Mathematica[®]. El programa simula, además del polarímetro, la fuente de luz polarizada por lo que se obtienen graficas de intensidad de luz polarizada en función del ángulo de la placa retardadora. Ambas graficas muestran las curvas de los cuatro parámetros de Stokes obtenidas con el método descrito anteriormente (capítulo 2, sección 2.3).

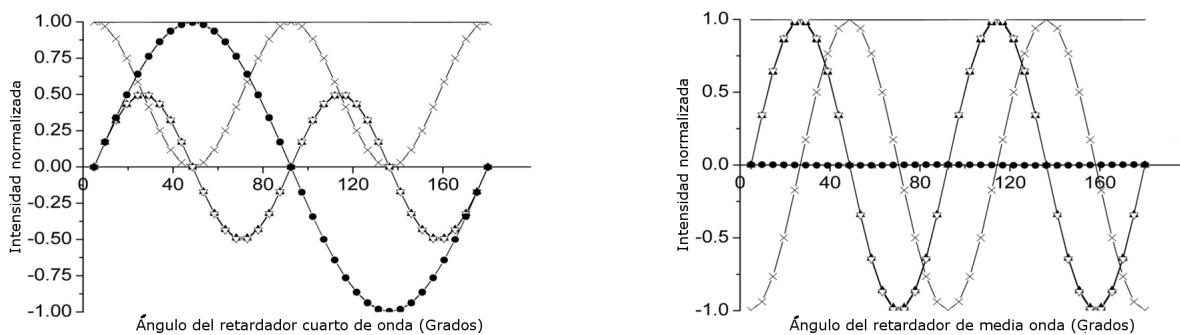


Figura 4.4: Simulaciones de polarimetrías hechas con placas retardadoras de cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha).

Las gráficas muestran la equivalencia entre las distintas expresiones matemáticas, definidas en el sistema de ecuaciones 2.91 (capítulo 2, sección 2.3), que describen al mismo parámetro de Stokes pues se observa que con las cuatro expresiones para el parámetro S2 se obtiene la misma curva, al igual que con las tres ecuaciones del parámetro S3. Es importante aclarar que estas simulaciones están hechas bajo la suposición de que la relación entre el voltaje aplicado a los retardadores variables y la retardancia obtenida es lineal, ya que el método de medición está hecho bajo esa suposición, lo cual en la realidad no es el caso ya que anteriormente (en la sección 2.3.1, capítulo 2) se mostro que la grafica de variación de la retardancia de estos elementos no es completamente lineal por lo que experimentalmente se uso lo que se considera la parte más lineal de esta (de $\frac{1}{2}\lambda$ a 1λ). Esto último significa que los resultados experimentales podrían diferir de las simulaciones numéricas aquí presentadas. Por otra parte, será muy útil hacer una comparación entre estos dos casos e intentar mejorar el método de medición experimentalmente.

4.3. Resultados experimentales.

Una vez alineado el sistema óptico, se procedió a realizar la polarimetría. Se aplicó un voltaje variable senoidal a cada retardador para obtener una variación en la retardancia de entre $1/2$ y 1 longitud de onda utilizando como valores pico los voltajes obtenidos en la caracterización previa (capítulo 3, cuadro 3.3). El polarímetro de Stokes emplea dos retardadores por lo que se hicieron pruebas polarimétricas alternando los cuatro retardadores. A cada retardador variable se le asigno un número del 1 al 4, tal y coma aparecen en el cuadro 2.3. La primera prueba se realizó con los retardadores 1 y 2, la segunda con los retardadores 3 y 4, la tercera con los retardadores 1 y 3, y finalmente la cuarta con los retardadores 2 y 4. En el montaje experimental del polarímetro (figura 4.1), al primer retardador se le aplico un voltaje senoidal con periodo $\omega_1=500\text{ms}$ y al segundo un voltaje senoidal con periodo $\omega_2=200\text{ms}$. Para que el polarímetro funcione correctamente, ambos retardadores deben tener periodos de operación diferentes cuyos valores deben ser múltiplos impares entre sí. Además, es recomendable escoger los valores más pequeños posibles para hacer más rápida la medición. los valores ω_1 y ω_2 son los que hace referencia el sistema de ecuaciones (2.89) para calcular los parámetros de Stokes a partir de la transformada de Fourier de la señal detectada (véase capítulo 2, sección 2.3).

Se hicieron mediciones polarimétricas utilizando en la fuente de luz polarizada las placas retardadoras de cuarto y media onda por separado, se comenzaron las mediciones con el eje óptico de la placa retardadora paralelo al plano de polarización incidente y se midieron los parámetros de Stokes rotando la placa cada 10° hasta completar un recorrido de 0 a 180° . Se midieron los nueve parámetros descritos en el sistema de ecuaciones (2.89).

Se desarrollo un nuevo programa en Labview para realizar de manera conjunta el control de los retardadores variables, la adquisición de datos del fotodetector *Hamamatsu* y la determinación de los parámetros de Stokes en tiempo real, esto último, mediante la programación de la transformada de Fourier y el sistema de ecuaciones (2.89). Los detalles de este programa están explicados en el apéndice A, sección A.3.

Los resultados con todas las combinaciones de retardadores variables fueron básicamente los mismos lo cual prueba que todos ellos están en buenas condiciones y trabajan de la misma forma. En la figura 4.5 se muestra un ejemplo típico de las gráficas de polarimetrías obtenidas con este sistema.

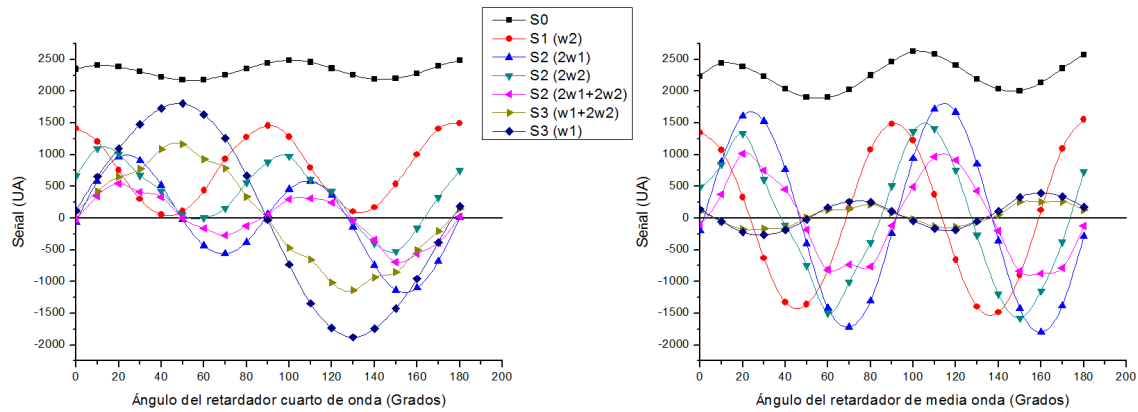


Figura 4.5: Polarimetrías hechas con la placa retardadora de cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha).

Como se puede observar, existen diferencias notables entre los resultados experimentales de las polarimetrías y las simulaciones numéricas (figura 4.4).

Algunas de las diferencias más importantes de las gráficas experimentales respecto a las simulaciones son las siguientes:

1. Las tres curvas que representan al parámetro S2 no tienen ni la misma fase ni la misma amplitud.
2. Las dos gráficas que representan a los parámetros S3 no tienen la misma amplitud.
3. No todas las curvas son periódicas.
4. La curva que representa al parámetro S0 aumenta su rango de oscilación y se separa de las demás curvas.

Existen diversas explicaciones probables para estas diferencias, las más importantes son las siguientes:

1. Los elementos ópticos de la fuente de luz (polarizador y placas retardadoras) no son perfectos por lo que el estado de polarización de la luz que entra al polarímetro tampoco lo es, es decir, se considera que existen contribuciones de luz no polarizada en las mediciones.
2. La dependencia entre el voltaje aplicado a los retardadores variables y la retardancia obtenida no es lineal, como se puede observar en la gráfica de caracterización presentada en la figura 3.6, por lo que las variaciones en la retardancia no corresponden exactamente a las variaciones del voltaje aplicado.
3. La existencia de ruido asociado a la señal óptica detectada y a la señal eléctrica en el detector afecta a las mediciones y, por lo tanto, al cálculo de los parámetros de Stokes.
4. Del mismo modo que en el inciso anterior, los errores en el posicionamiento manual de los ejes ópticos de los retardadores variables y en la caracterización de estos inducen errores en las mediciones y en los cálculos. Este punto se tratará con mayor profundidad más adelante.

Finalmente, en las gráficas experimentales se observa que las curvas que mejor se ajustan a las simulaciones son $S2(2\omega1)$ y $S3(\omega1)$, además de $S1(\omega2)$ y $S0$ por ser las únicas curvas que representan a los parámetros $S1$ y $S0$, por lo que los resultados experimentales de estos parámetros se muestran más útiles para el análisis de la polarización de la luz con esta técnica.

4.4. Determinación de errores en la alineación óptica.

Experimentalmente, se observó que existe una clara relación entre la alineación de los ejes ópticos de los componentes del polarímetro y la posición, forma y simetría de las curvas de los parámetros de Stokes las cuales, en un caso ideal, deberían ser iguales a las que predicen las simulaciones. Esta característica puede ser utilizada para detectar y corregir los errores en la alineación del sistema óptico. En una serie de pruebas realizadas específicamente para determinar dichas relaciones se practicaron diversas polarimetrías con las placas retardadoras de cuarto y media onda cambiando la posición de los ejes ópticos de los retardadores variables y del polarizador. Analizando únicamente los resultados de los parámetros $S0$, $S1(\omega2)$, $S2(2\omega1)$ y $S3(\omega1)$ se encontró lo siguiente:

Prueba 1

Se realizó una primera alineación del polarímetro determinando inicialmente la posición de los ejes ópticos de los retardadores mediante la medición de la amplitud de oscilación de la intensidad de la luz con el fotodetector, de la misma forma que en la sección anterior. Con esta alineación se llevó a cabo una serie de polarimetrías con ambas placas retardadoras en la fuente de luz (Figura 4.6).

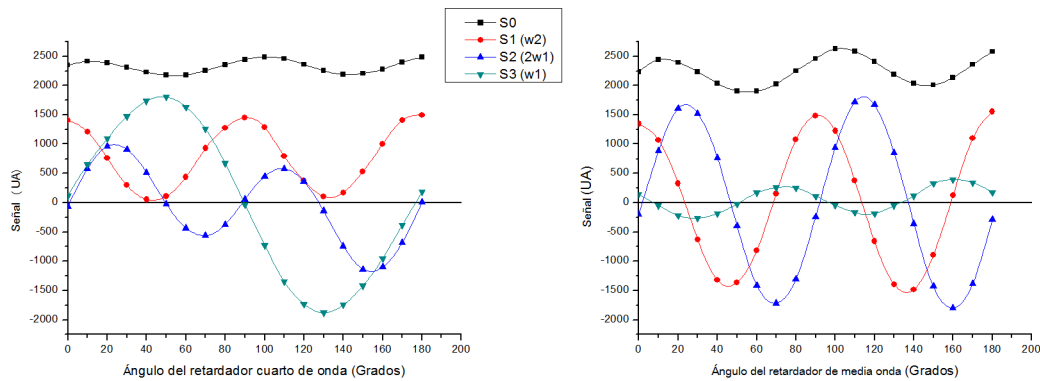


Figura 4.6: Polarimetría con las placas retardadoras cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha)

En la figura 4.6 (izquierda) se puede observar, por ejemplo, que los valores pico de las curvas que representan a los parámetros $S1(\omega2)$ y $S2(2\omega1)$ no se repiten en el intervalo de mediciones de 0 a 180° . Al cambiar el ángulo del polarizador $P2$ con seis grados de diferencia respecto a su posición original y repetir las mediciones se obtuvieron los resultados expuestos en las gráficas de la figura 4.7.

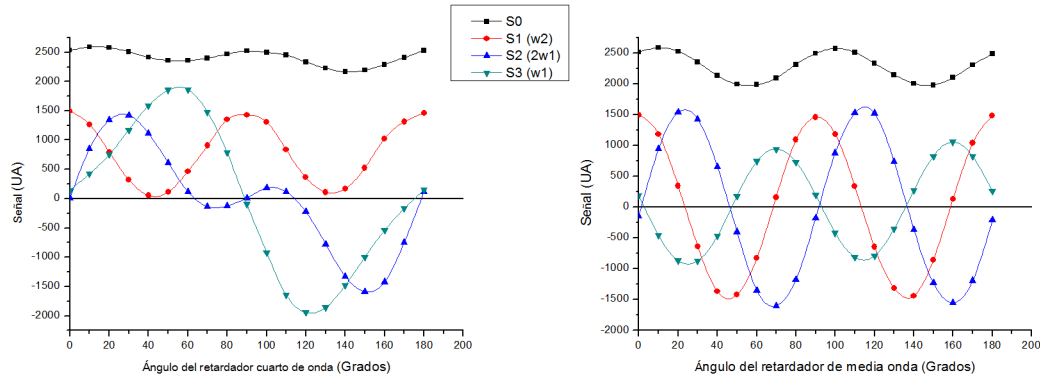


Figura 4.7: Polarimetrías hechas con una variación de seis grados en el polarizador P2 y las placas retardadoras cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha).

En la gráfica 4.7 (izquierda) se observa claramente que los valores pico de la curva $S2(2\omega_1)$ sufrieron una fuerte modificación haciéndose más asimétricos en los intervalos 0^0-90^0 y 90^0-180^0 que en la gráfica 4.6 (izquierda), mientras que los valores pico de la curva $S3(\omega_1)$ parecen desplazarse hacia el centro de la gráfica. Estos resultados sugieren que la alineación del polarizador P2 afecta los resultados de la medición de los parámetros $S2(2\omega_1)$ y $S3(\omega_1)$ cuando se realizan mediciones con la placa retardadora de cuarto de onda.

En los resultados de la placa retardadora de media onda (figura 4.7, derecha) se observa algo diferente. En este caso, al variar la posición del polarizador P2 la curva $S3(\omega_1)$ aumenta su amplitud mientras que las demás curvas permanecieron sin cambios visibles.

Posteriormente, se manipuló el polarizador P2 hasta conseguir que los valores pico de la curva $S2(2\omega_1)$ se repitieran en todo el intervalo 0^0-180^0 (figura 4.8, izquierda) y con esto las curvas $S2(2\omega_1)$ y $S3(\omega_1)$ asemejan a una función sinusoidal. El ángulo del polarizador tuvo que ser rotado 4.5^0 en el sentido opuesto a partir de su posición original al inicio de la prueba. Como también se puede observar, las gráficas del parámetro $S1(\omega_2)$ permanecieron prácticamente sin cambios durante toda la prueba con la placa retardadora de cuarto de onda.

Con esta misma alineación se observó que la curva $S3(\omega_1)$ en los resultados de la polarimetría con la placa retardadora de media onda disminuyó su amplitud de oscilación (figura 4.8, derecha) mientras que las demás curvas permanecieron prácticamente sin cambios.

A partir de estas gráficas, se deduce que en el caso de las polarimetrías con la placa retardadora de media onda las variaciones en el ángulo del polarizador P2 sólo afectan a los resultados de las mediciones del parámetro $S3(\omega_1)$ mientras que en el caso de las polarimetrías con la placa de cuarto de onda se afectan las mediciones de los parámetros $S2(2\omega_1)$ y $S3(\omega_1)$.

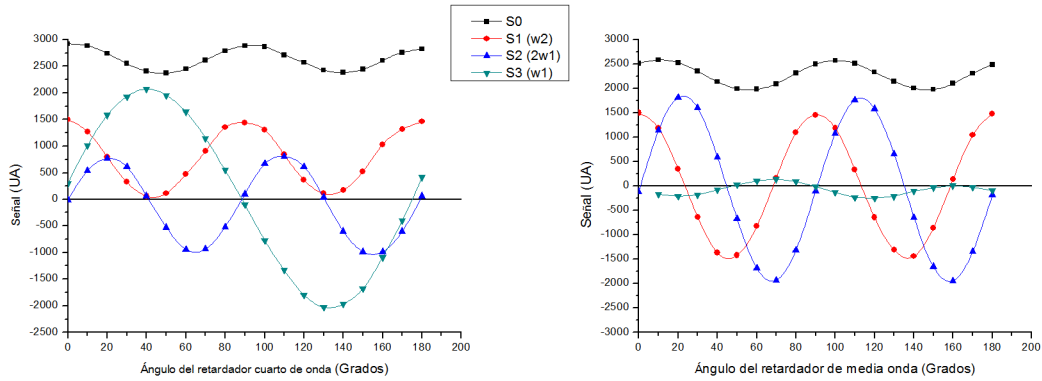


Figura 4.8: Polarimetrías hechas con una variación de -4.5 grados en el polarizador P2 y las placas retardadoras cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha).

Prueba 2

A partir de la última alineación de la prueba anterior, se modificó el ángulo de alineación del retardador ω_2 (véase la figura 4.1) en 5^0 haciendo una polarimetría con ambas placas retardadoras, los resultados se muestran en las figura 4.9.

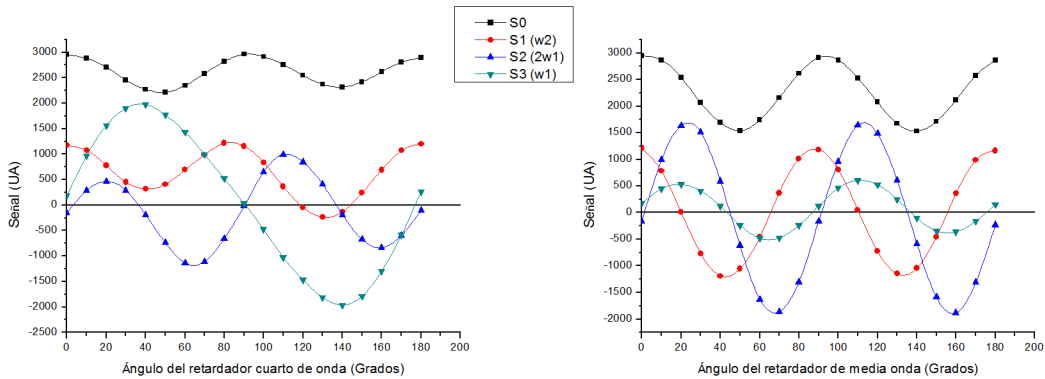


Figura 4.9: Polarimetrías hechas con una variación de 5 grados en la posición de los ejes del retardador ω_2 y las placas retardadoras cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha).

Como se puede observar en la gráfica de la figura 4.9 (izquierda), a diferencia de la prueba anterior, los valores picos de la curva $S1(\omega_2)$ se modifican. Las curvas $S2(2\omega_1)$ y $S3(\omega_1)$ también cambian debido a que el ángulo del polarizador P2 se altera con respecto a la posición de los ejes del retardador ω_2 . Este resultado indica que los errores en la magnitud del ángulo entre los ejes de los retardadores (la cual debe ser de 45^0) afecta principalmente a las mediciones del parámetro $S1(\omega_2)$ en el caso de la polarimetría con la placa de cuarto de onda.

En los resultados de las mediciones con la placa retardadora de media onda (figura 4.9, derecha) se observa que se modifica la amplitud de todas las curvas y la fase de la curva $S3(\omega_1)$ con respecto a los resultados anteriores.

Finalmente, para esta prueba, se modificaron los ángulos del retardador variable ω_2 y del polarizador P2 hasta conseguir que todas las curvas que se obtienen con la placa retardadora de cuarto de onda se comporten como funciones senoidales, el resultado se muestra en la figura 4.10.

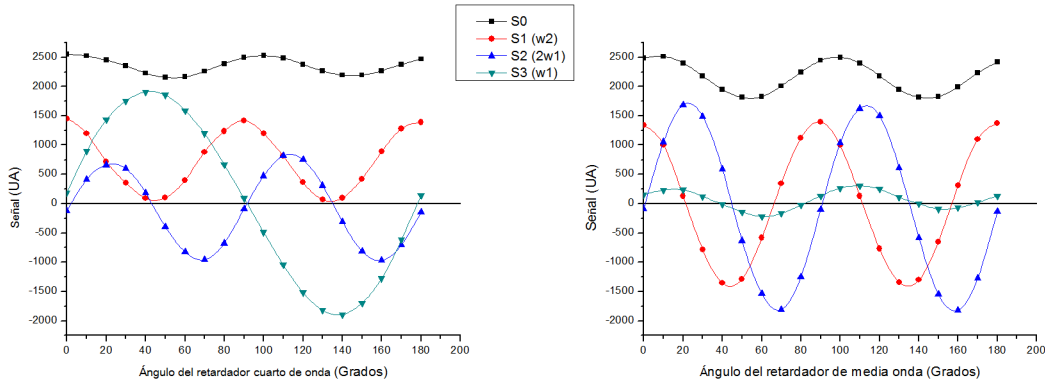


Figura 4.10: Polarimetrías corregidas con las placas retardadoras cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha).

Prueba 3

Para esta última prueba, partiendo de la última alineación lograda en la prueba 2, se modificó el ángulo de los ejes del retardador variable ω_1 (llamado así por su periodo de oscilación en la retardancia) con 5° en dirección de las manecillas del reloj y 5° en la dirección contraria respecto a su posición original. Se realizaron polarimetrías con ambas placas retardadoras y los resultados se exponen a continuación.

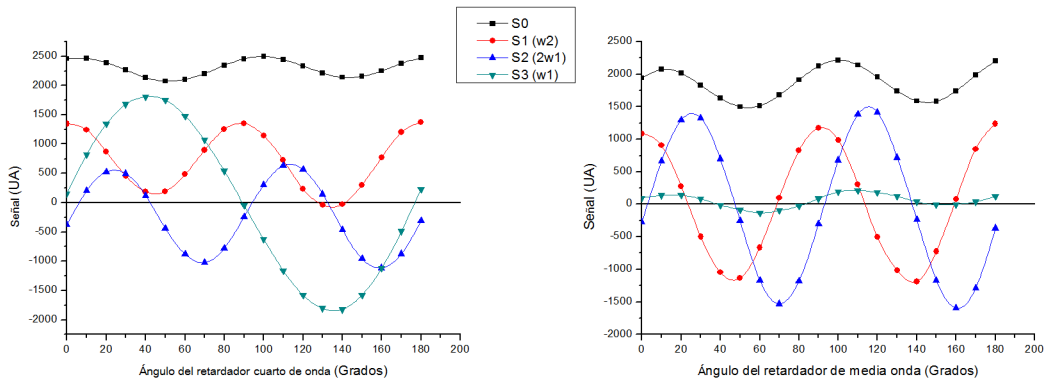


Figura 4.11: Polarimetrías hechas con las placas retardadoras cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha) cambiando el ángulo de los ejes del retardador variable w_1 en 5° respecto a su posición original.

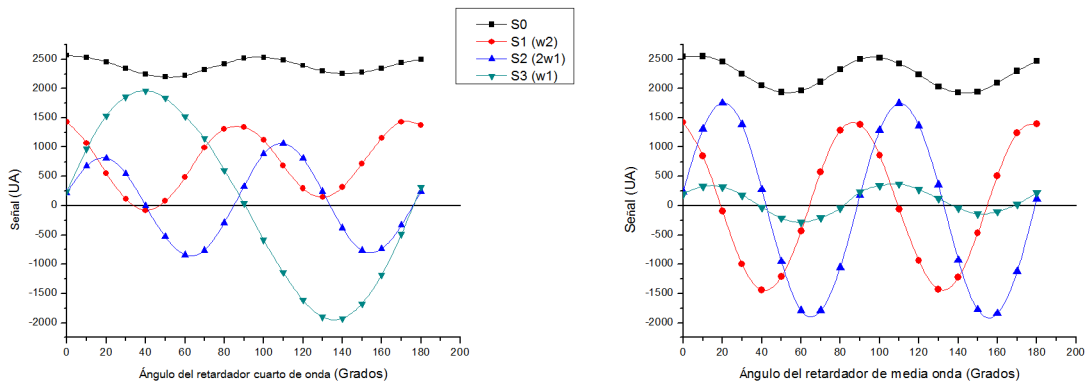


Figura 4.12: Polarimetrías hechas con las placas retardadoras cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha) cambiando el ángulo de los ejes del retardador variable w_1 en -5^0 respecto a su posición original.

En los resultados con las placas retardadoras de cuarto de onda se observa que todas las curvas se modifican ligeramente ya que se altera el ángulo de 45^0 que debe haber entre los retardadores y también se altera el ángulo del polarizador P2 respecto a los ejes del retardador ω_1 .

Los resultados con la placa retardadora de media onda muestran que hay un ligero cambio en la fase y amplitud de todas las curvas (figuras 4.11 y 4.12, derecha).

Si el ángulo entre los retardadores llega a ser muy diferente a los 45^0 que se necesitan o el ángulo del polarizador no es paralelo al retardador variable ω_1 , las curvas se descomponen por completo (por ejemplo, véase la figura 4.13) y dejan de parecerse a lo que predicen las simulaciones.

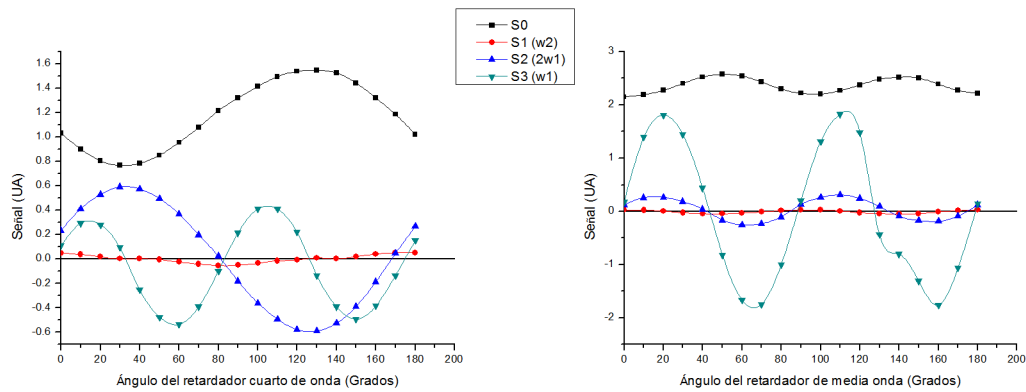


Figura 4.13: Polarimetrías hechas con las placas retardadoras cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha) con un error de 45^0 en la posición del ángulo del polarizador P2.

De acuerdo a los resultados obtenidos en estas pruebas, se concluye que es posible utilizar la polarimetría de Stokes con una placa retardadora de cuarto de onda en la fuente de luz polarizada para hacer correcciones en la alineación de los ejes ópticos de los elementos del polarímetro. Para esto, será necesario manipular primero la posición de los ejes del retardador variable ω_2 para corregir la curva $S_1(\omega_2)$ y posteriormente manipular la posición del ángulo del polarizador P2 para corregir $S_2(2\omega_1)$ y $S_3(\omega_1)$ procurando que al final estas se asemejen a las curvas que predicen las simulaciones numéricas.

4.5. Determinación de errores en la caracterización de retardadores variables.

De la misma forma que en el caso de los errores en la alineación óptica, se observó que existe una relación entre las variaciones en el voltaje aplicado a los retardadores y los resultados obtenidos en la polarimetría lo cual puede ser de utilidad para corregir errores en la caracterización de los retardadores variables e incluso se pueden corregir pequeños errores en la alineación óptica de los retardadores modificando los voltajes aplicados a estos.

Del mismo modo que en la sección anterior se practicaron pruebas para conocer a detalle dicha relación y se analizaron únicamente los resultados de los parámetros S_0 , $S_1(\omega_2)$, $S_2(2\omega_1)$ y $S_3(\omega_1)$ debido a que, como se explicó anteriormente, son los que mejor se ajustan a las simulaciones. Los resultados fueron los siguientes:

Prueba 1

Se comenzó haciendo las cosas de la misma forma que en los casos anteriores, se realizó una nueva alineación óptica de los retardadores determinando la posición de sus ejes ópticos mediante la medición de la amplitud de oscilación de la intensidad de la luz con el fotodetector y se suministraron voltajes senoidales en ambos retardadores utilizando como valores pico a los voltajes obtenidos en la caracterización previa para obtener una variación senoidal en la retardancia de entre $1/2$ y 1 longitud de onda. Se practicaron una serie de polarimetrías con ambas placas retardadoras en la fuente de luz. Los resultados se exponen en la figura 4.14. Se puede observar que las gráficas obtenidas se parecen mucho a lo que predicen las simulaciones, esto es debido a que se verificó que no hubiesen errores en la alineación de los ejes de los retardadores variables y los voltajes aplicados a estos también son los apropiados. Estas gráficas se utilizaron como patrón de comparación entre los resultados de polarimetrías hechas con la aplicación de voltajes determinados a partir de la caracterización previa de los retardadores (capítulo 3, sección 3.3) y los resultados de polarimetrías hechas con voltajes modificados.

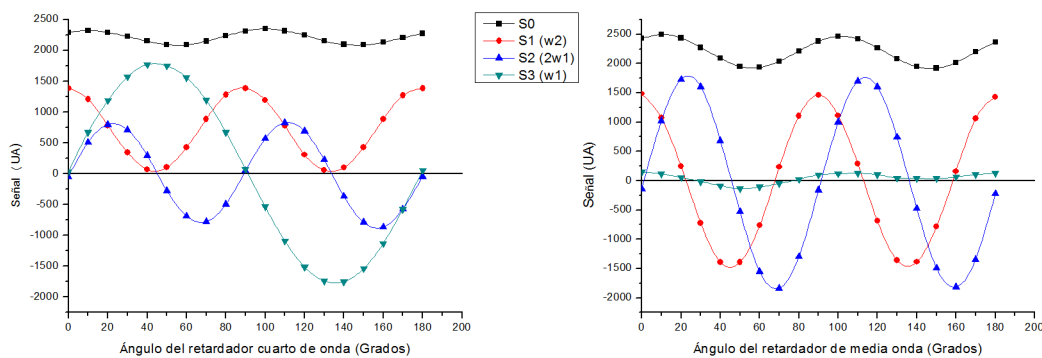


Figura 4.14: Polarimetrías hechas con la placa retardadora de cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha). La alineación óptica está bien hecha y los voltajes aplicados correctamente determinados.

Posteriormente, se redujo 400 milivolts el rango de oscilación de los voltajes aplicados originalmente a los retardadores conservando el centro del rango de oscilación en el mismo valor. Por ejemplo, si el rango

de oscilación original era de 1.5 a 2.5 Volts, para esta prueba el rango se redujo quedando de 1.7 a 2.3 Volts. Ésta modificación altera directamente el rango de oscilación de la retardancia, aunque esta oscila en torno al mismo valor ($\frac{3}{4}\lambda$), simulando de esta manera un posible error de caracterización de los retardadores variables. Los períodos de oscilación de los voltajes aplicados fueron los mismos que en las pruebas anteriores, $\omega_1=500\text{ms}$ para el primer retardador y $\omega_2=200\text{ms}$ para el segundo. Se hicieron polarimetrías con ambas placas retardadoras en la fuente de luz modificando primero el voltaje aplicado al retardador ω_1 , después al retardador ω_2 únicamente y finalmente en ambos al mismo tiempo. Los resultados se presentan a continuación.

Al igual que las variaciones en los ángulos de los retardadores, estas gráficas muestran que las variaciones en el voltaje aplicado al retardador llamado ω_1 provoca variaciones en los resultados que dependen principalmente del parámetro ω_1 (los parámetros $S_2(2\omega_1)$ y $S_3(\omega_1)$) y del mismo modo con las variaciones en el voltaje aplicado al retardador ω_2 que modifica las mediciones principalmente del parámetro $S_1(\omega_2)$, aunque también se observa que la curva $S_3(\omega_1)$ sufre cambios. En ambos casos la curva del parámetro S_0 sufre alteraciones debido a la relación que existe entre este y los demás parámetros de Stokes.

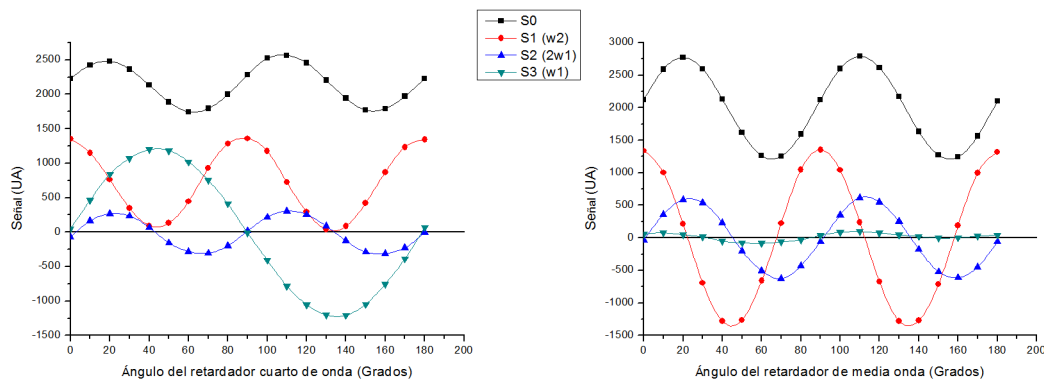


Figura 4.15: Polarimetrías hechas con la placa retardadora de cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha). El rango de oscilación del voltaje aplicado al retardador ω_1 se redujo 400milivolts.

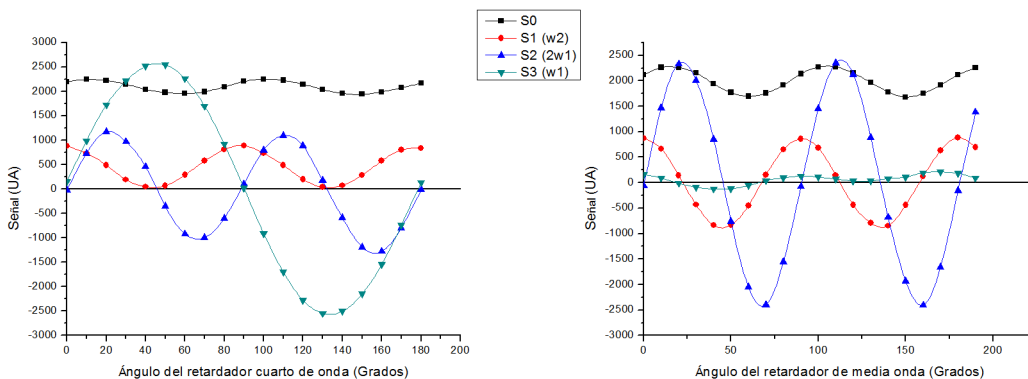


Figura 4.16: Polarimetrías hechas con la placa retardadora de cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha). El rango de oscilación del voltaje aplicado al retardador ω_2 se redujo 400milivolts.

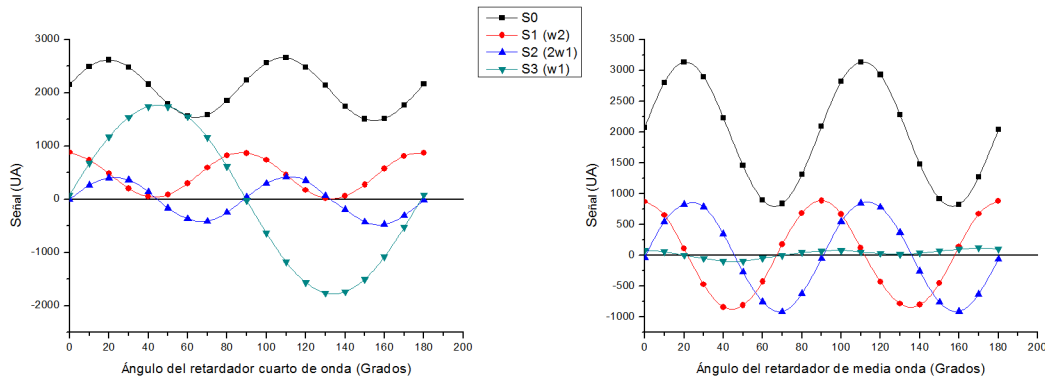


Figura 4.17: Polarimetrías hechas con la placa retardadora de cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha). Se redujo 400milivolts el rango de oscilación del voltaje aplicado a ambos retardadores variables.

Prueba 2

Para esta segunda prueba se dejó fija la magnitud del rango de oscilación del voltaje aplicado a los retardadores pero se restó un valor fijo de 200milivolts a todo el rango. Para explicarlo con un ejemplo, si el rango de oscilación original era de 1.5 a 2.5 Volts, para esta nueva prueba se modificó el rango de oscilación quedando de 1.3 a 2.3 Volts conservando una magnitud de oscilación de 1 Volt. Esta modificación no altera la magnitud del rango de oscilación de la retardancia pero el valor medio de la oscilación se desplaza hacia valores de mayor retardancia (capítulo 3, figura 3.5) teniendo como efecto que la retardancia oscile en torno a un valor de retardancia más grande. De la misma forma que en la prueba anterior, se practicaron polarimetrías con ambas placas retardadoras, primero se modificó el rango de voltaje aplicado al retardador ω_1 , después al retardador ω_2 únicamente y finalmente en ambos al mismo tiempo. Los períodos de oscilación de los voltajes aplicados también fueron los mismos que en las pruebas anteriores. Los resultados se exhiben a continuación.

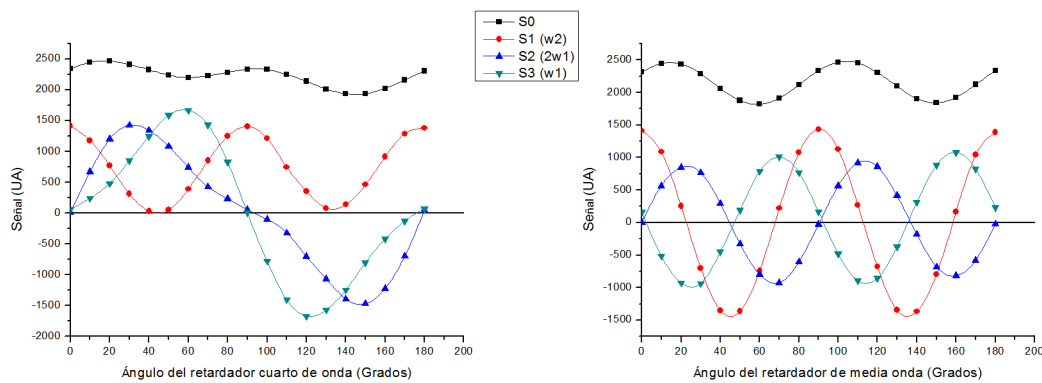


Figura 4.18: Polarimetrías hechas con la placa retardadora de cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha). El rango de oscilación del voltaje aplicado al retardador ω_1 se desplazó 200milivolts hacia valores más altos de retardancia.

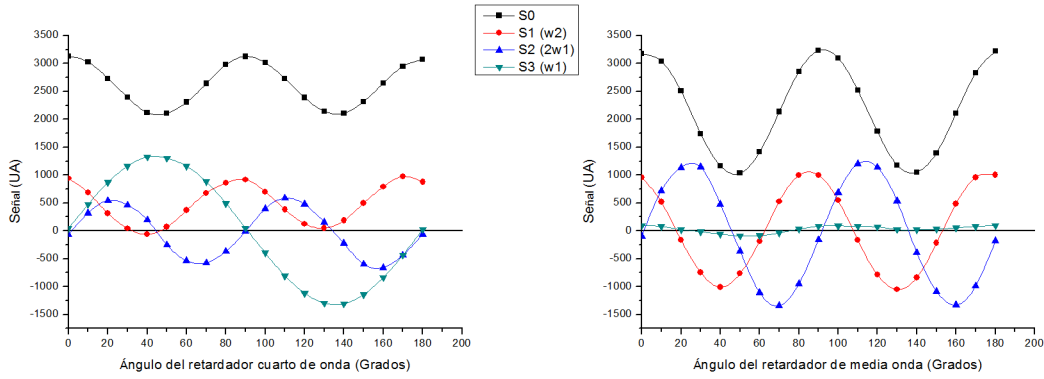


Figura 4.19: Polarimetrías hechas con la placa retardadora de cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha). El rango de oscilación del voltaje aplicado al retardador ω_2 se desplazó 200milivolts hacia valores más altos de retardancia.

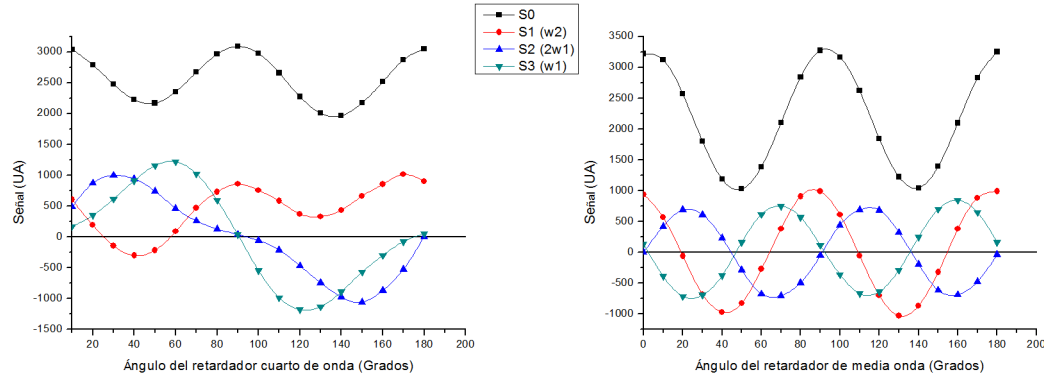


Figura 4.20: Polarimetrías hechas con la placa retardadora de cuarto de onda (izquierda) y media onda (derecha). Se desplazó 200milivolts, hacia valores más altos de retardancia, el rango de oscilación del voltaje aplicado a ambos retardadores variables.

Comparando las graficas anteriores con las de la figura 4.14 se observa que al desplazar el rango de oscilación de la retardancia de cada retardador hacia valores más altos de retardancia se obtienen alteraciones en las mediciones de los parámetros de Stokes muy parecidas a las que se obtienen mediante la manipulación de los ángulos de los ejes de los elementos ópticos que componen al polarímetro. Esto significa que también podría ser posible corregir errores pequeños en la alineación óptica desplazando ligeramente el rango de oscilación de los voltajes hacia valores más altos o más bajos de retardancia lo cual podría ser útil cuando la montura de los retardadores variables es fija.

Capítulo 5

Polarímetro de Mueller

5.1. Alineación óptica.

La Figura 5.1 muestra el diagrama del montaje experimental para el polarímetro de matriz de Mueller utilizando los retardadores variables de cristal líquido. Este polarímetro se desarrolló para ser utilizado en un esparcímetero polarimétrico para realizar la medición de la luz esparcida en superficies rugosas bidimensionales (véase la Introducción). La sección 1 (óptica de iluminación) genera luz polarizada cuyo estado de polarización cambia en el tiempo y la sección 2 (óptica de detección) detecta y analiza la luz esparcida por una muestra (superficie rugosa).

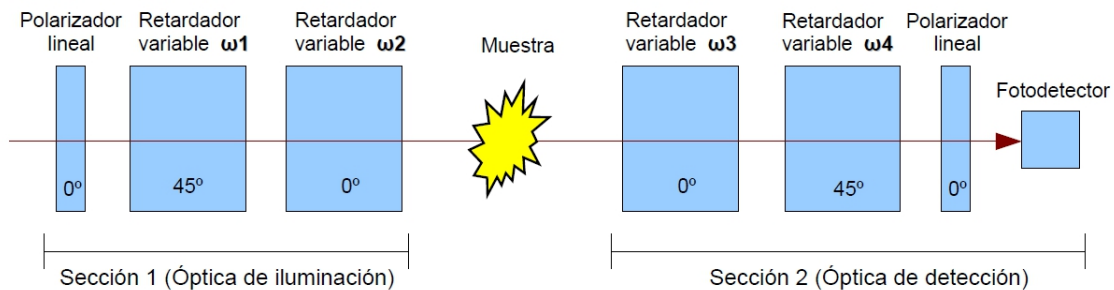


Figura 5.1: Diagrama esquemático del montaje experimental para el polarímetro de Mueller. Los ángulos asociados a cada componente se refieren al ángulo relativo de los ejes ópticos de dicho componente. Los retardadores variables fueron nombrados como ω_1 , ω_2 , ω_3 y ω_4 para representar el período de oscilación en la retardancia de cada retardador.

5.2. Método de la transformada rápida de Fourier.

Las mediciones se realizaron mediante un programa escrito en LabVIEW (véase el Apéndice) en el que fueron programadas las ecuaciones (2.92) - (2.107) (véase Capítulo 2) para calcular los 16 elementos de la matriz de Mueller

$$M = \begin{pmatrix} MM[1,1] & MM[1,2] & MM[1,3] & MM[1,4] \\ MM[2,1] & MM[2,2] & MM[2,3] & MM[2,4] \\ MM[3,1] & MM[3,2] & MM[3,3] & MM[3,4] \\ MM[4,1] & MM[4,2] & MM[4,3] & MM[4,4] \end{pmatrix}$$

Al igual que las mediciones de los parámetros de Stokes, se aplicó un voltaje senoidal con períodos de oscilación diferentes a cada uno de los cuatro retardadores y la variación de la retardancia en los cuatro retardadores fue de $\frac{1}{2}\lambda$ a 1λ .

5.2.1. Resultados experimentales.

Con este método se intentó medir las matrices de Mueller de distintas muestras (en modo de transmisión): un tramo de aire (vacío), un polarizador lineal con su eje óptico en posición vertical y una placa retardadora de media onda con sus ejes ópticos en posición fija. De estas tres pruebas, la única que resultó satisfactoria fue la medición de la matriz de Mueller en aire. Algunos ejemplos típicos de las matrices de Mueller obtenidas de esta forma se muestra en la figuras 5.2, 5.3 y 5.4 (derecha).

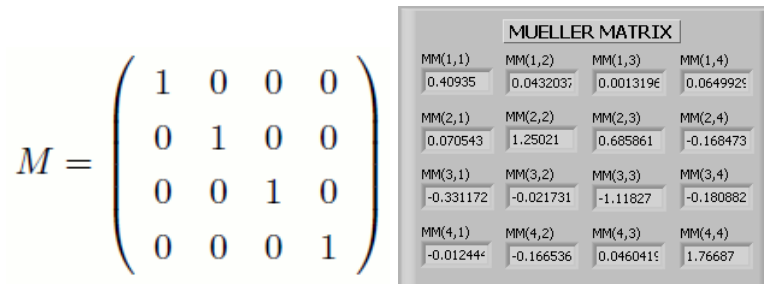


Figura 5.2: Matriz de Mueller en aire (vacío), teórica (izquierda) y medida usando este método (derecha).

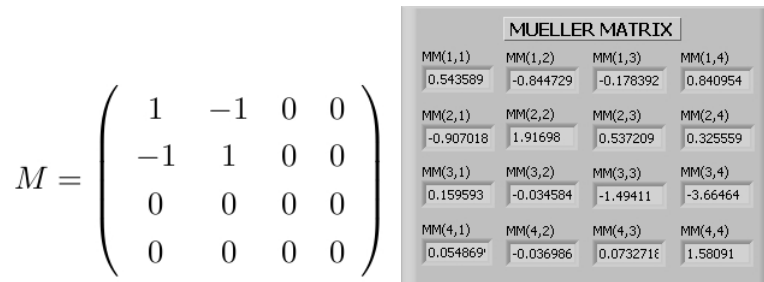


Figura 5.3: Matriz de Mueller para un polarizador lineal con su eje óptico en posición vertical, teórica (izquierda) y medida usando este método (derecha).

Se experimentó con distintas configuraciones de períodos de oscilación en la retardancia con las cuales, en todos los casos, se obtuvieron resultados similares. Para obtener los resultados expuestos en las figuras 5.2, 5.3 y 5.4; los períodos de oscilación fueron los siguientes: $\omega_1 = 200ms$, $\omega_2 = 250ms$, $\omega_3 = 1s$ y $\omega_4 = 4s$.

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

| MUELLER MATRIX | | | |
|----------------|----------|-----------|----------|
| MM(1,1) | MM(1,2) | MM(1,3) | MM(1,4) |
| 2.11306 | 0.300307 | 1.60994 | 1.28097 |
| MM(2,1) | MM(2,2) | MM(2,3) | MM(2,4) |
| -0.065660 | 3.35151 | -0.826268 | 2.13483 |
| MM(3,1) | MM(3,2) | MM(3,3) | MM(3,4) |
| -0.563123 | 0.624232 | -4.91488 | -7.07838 |
| MM(4,1) | MM(4,2) | MM(4,3) | MM(4,4) |
| 0.058182 | 0.457732 | -1.32252 | -7.40567 |

Figura 5.4: Matriz de Mueller para una placa retardadora de media onda con uno de sus ejes ópticos en posición horizontal, teórica (izquierda) y medida usando este método (derecha).

En el caso de la matriz de Mueller en aire, como se puede observar en la figura 5.2, los resultados obtenidos presentaron la forma esperada pero con errores en la determinación de los elementos de la matriz de distintas magnitudes los cuales alcanzaron discrepancias de hasta el 77% con respecto al valor esperado e incluso con algunos signos invertidos como, por ejemplo, el elemento MM(3, 3). Por otra parte, los resultados obtenidos con el polarizador lineal y con la placa retardadora (figuras 5.3 y 5.4, respectivamente) tuvieron poca o ninguna semejanza con los modelos teóricos ya que, como se puede observar, los errores fueron aún mayores que con el caso anterior lo cual indica que este método, definitivamente, no es el apropiado para llevar a cabo esta clase de mediciones. Algunas posibles causas por las que no se obtuvieron resultados satisfactorios en la medición de la matriz de Mueller con este método son las siguientes:

1. Los elementos ópticos (polarizadores lineales y retardadores variables) no son perfectos.
2. Es imposible eliminar completamente los errores en la alineación óptica.
3. Los efectos de la no-linealidad de la función de retardancia de los retardadores variables influyen fuertemente en las mediciones.

Este último punto es, quizás, el más importante ya que, según el fabricante, los retardadores tienen un tiempo de respuesta entre los 5 y 20 milisegundos, dependiendo del sentido de cambio en la retardancia (véase el capítulo 3), lo cual significa que cada retardador tarda entre 5 y 20 milisegundos para alcanzar un valor efectivo de retardancia después de la aplicación del voltaje apropiado por lo que al aplicar una señal senoidal de voltaje a los retardadores, con los períodos de oscilación que se han estado manejando y los voltajes pico que se han estado utilizando, lo más probable es que los efectos de la no-linealidad de la variación de retardancia se vean acrecentados por esta razón, a pesar de emplear la parte “más lineal” de la función de retardancia ($\frac{1}{2}\lambda$ a λ), debido a que no estamos obteniendo la respuesta de variación senoidal en la retardancia, por parte de los retardadores, que este método requiere.

5.3. Método de las retardancias escalonadas.

Este método se basa en la medición de la señal óptica resultante de la aplicación de un conjunto preestablecido de valores fijos de retardancia, en cada retardador, que van cambiando por pasos, de forma escalonada, en función del tiempo (véase Capítulo 2, subsección 2.3.2.2). Con este método de medición se elimina la necesidad de usar señales senoidales de voltaje en los retardadores con lo cual se podría eliminar por completo cualquier efecto de no-linealidad que pudiesen tener estos sobre las mediciones.

Al igual que con los métodos anteriores, las mediciones se realizaron en LabVIEW (véase el Apéndice para más detalles) en donde fueron programadas las ecuaciones para calcular los elementos de la matriz de Mueller, las instrucciones de operación de los retardadores y del detector; según el método descrito teóricamente en el Capítulo 2 (subsección 2.3.2.2). Por medio de la aplicación de voltajes específicos a los retardadores variables se obtuvieron los valores de retardancia que se necesitan en cada paso de este método de medición. El montaje experimental y la alineación de los ejes ópticos de los polarizadores y retardadores variables fue la misma que con el método anterior (figura 5.1).

5.3.1. Resultados experimentales.

Para obtener los mejores resultados, se experimentó con distintas configuraciones en los tiempos de integración y tiempo muerto del detector los cuales, junto con el número de cuentas continuas, modifican los períodos de oscilación de la retardancia de cada uno de los retardadores variables y, por consiguiente, el tiempo total de la medición. Se midieron las matrices de Mueller de distintas muestras (en modo de transmisión): un tramo aire, un polarizador lineal y dos placas retardadoras (de cuarto de onda y de media onda) con sus ejes ópticos rotando desde 0 a 180 grados, cada diez grados. A continuación se exponen los mejores resultados obtenidos, en escala de valores normalizados con el elemento de la matriz de Mueller $MM(1,1)$, los cuales se lograron utilizando la siguiente configuración de parámetros de medición: Tiempo de integración del detector = 3ms, Tiempo muerto de medición = 4ms, Número de cuentas continuas = 480, Voltaje aplicado al tubo fotomultiplicador (PMT) = 200Volts, $\omega_1 = 4480ms$, $\omega_2 = 4480ms$, $\omega_3 = 1120ms$ y $\omega_4 = 1120ms$.

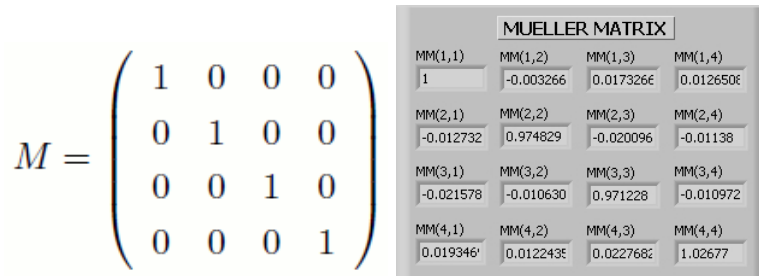


Figura 5.5: Matriz de Mueller en aire (vacío), teórica (izquierda) y medida usando este método (derecha).

Como se puede observar en la figuras 5.5, 5.6, 5.7 y 5.8; los resultados experimentales son muy semejantes a los modelos teóricos. En el caso de los elementos de la matriz de Mueller para el tramo de aire (figura 5.5) los resultados muestran un rango de error menor a 3% (± 0.03 , en escala de valores normalizados 0 a 1) con respecto a los valores del modelo teórico, este valor se podría considerar como el rango de error máximo en las mediciones de este instrumento (con la configuración de parámetros arriba descrita) ya que, además del tiempo de adquisición de las mediciones, depende de la precisión en los ajustes del dispositivo experimental (alineación de ejes ópticos y voltajes aplicados a los retardadores), de la señal de ruido del detector, de la calidad de los componentes y posibles errores propagados en los cálculos. Por otra parte, las discrepancias observadas entre las mediciones de los elementos de la matriz y algunas de las curvas teóricas en las graficas expuestas para el polarizador lineal y las placas retardadoras rotando (figuras 5.6, 5.7 y 5.8) podrían estar asociadas a las imperfecciones de estos elementos ópticos. Cabe destacar, además, que en todas las pruebas realizadas con esta técnica se observó alta repetitividad en las mediciones.

Como se mencionó anteriormente, el tiempo que tarda en realizarse una medición con este método está en función del número de cuentas continuas y de la selección los tiempos de integración y tiempo muerto del detector. Estos dos últimos parámetros pueden ser modificados a criterio del usuario, dependiendo de las condiciones del experimento, para buscar encontrar un equilibrio satisfactorio entre calidad de resultados y rapidez de mediciones. En el caso de los resultados expuestos, con la configuración de parámetros descrita anteriormente, cada medición tardó 3.36 segundos en completarse y el rango de error máximo en las mediciones (con el polarímetro en aire) fue menor a 3%. Los tiempos mínimos para seleccionar como tiempo de integración y tiempo muerto son, en ambos casos, de 2 milisegundos, según el fabricante, por necesidades propias del detector.

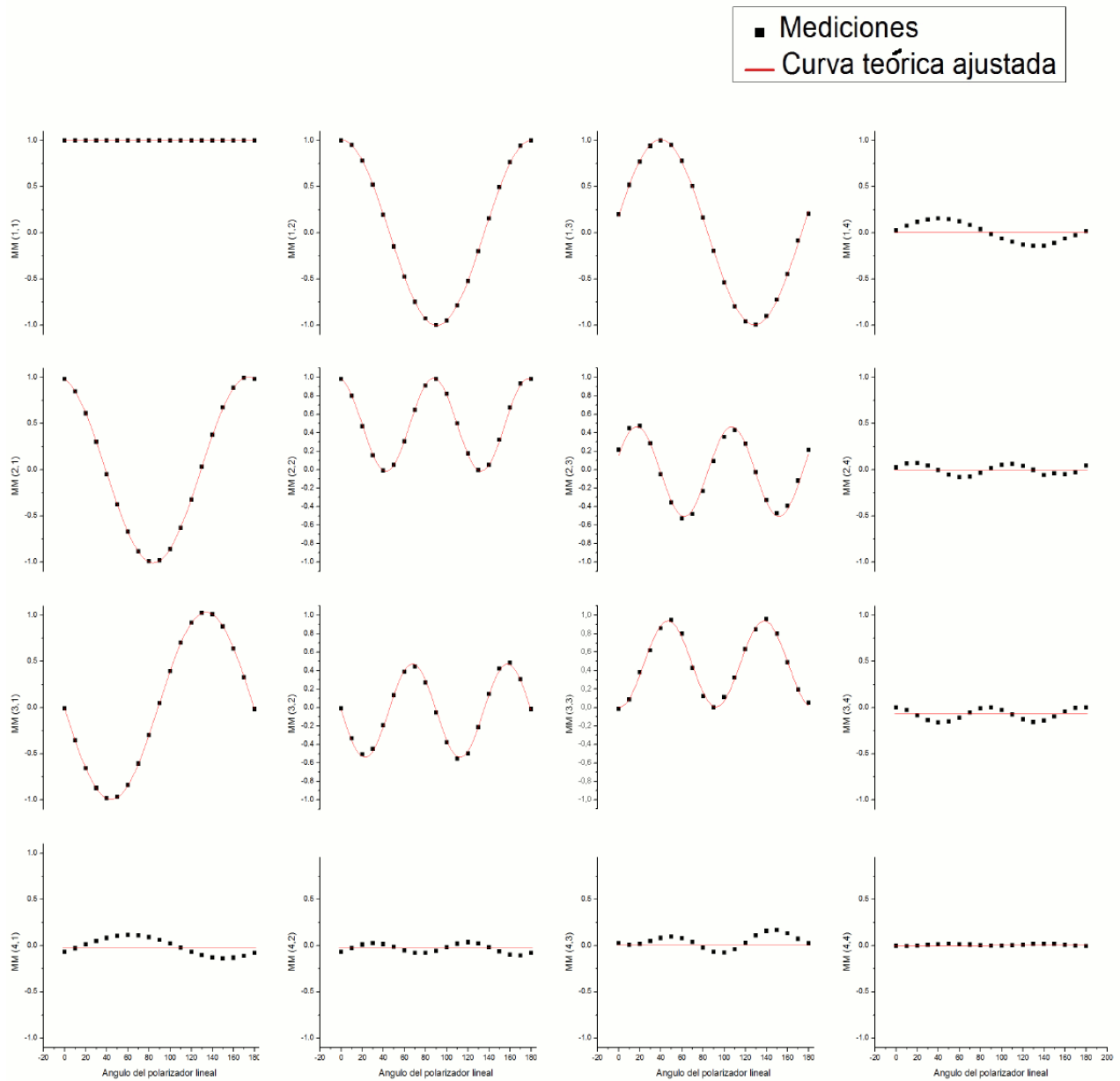


Figura 5.6: Matriz de Mueller para un polarizador lineal con su eje óptico rotando de 0 a 180 grados.

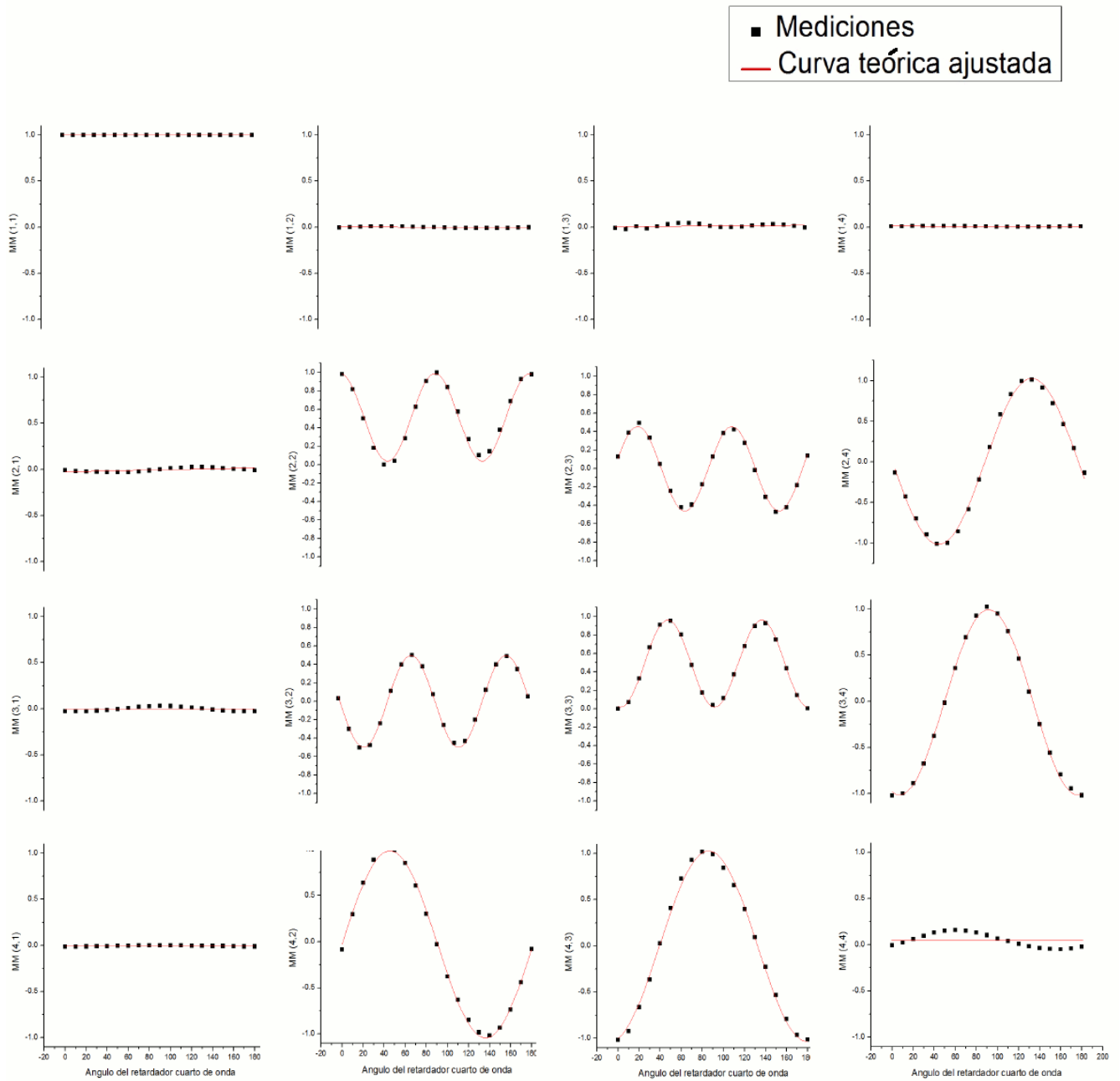


Figura 5.7: Matriz de Mueller para una placa retardadora cuarto de onda con su eje rápido rotando de 0 a 180 grados.

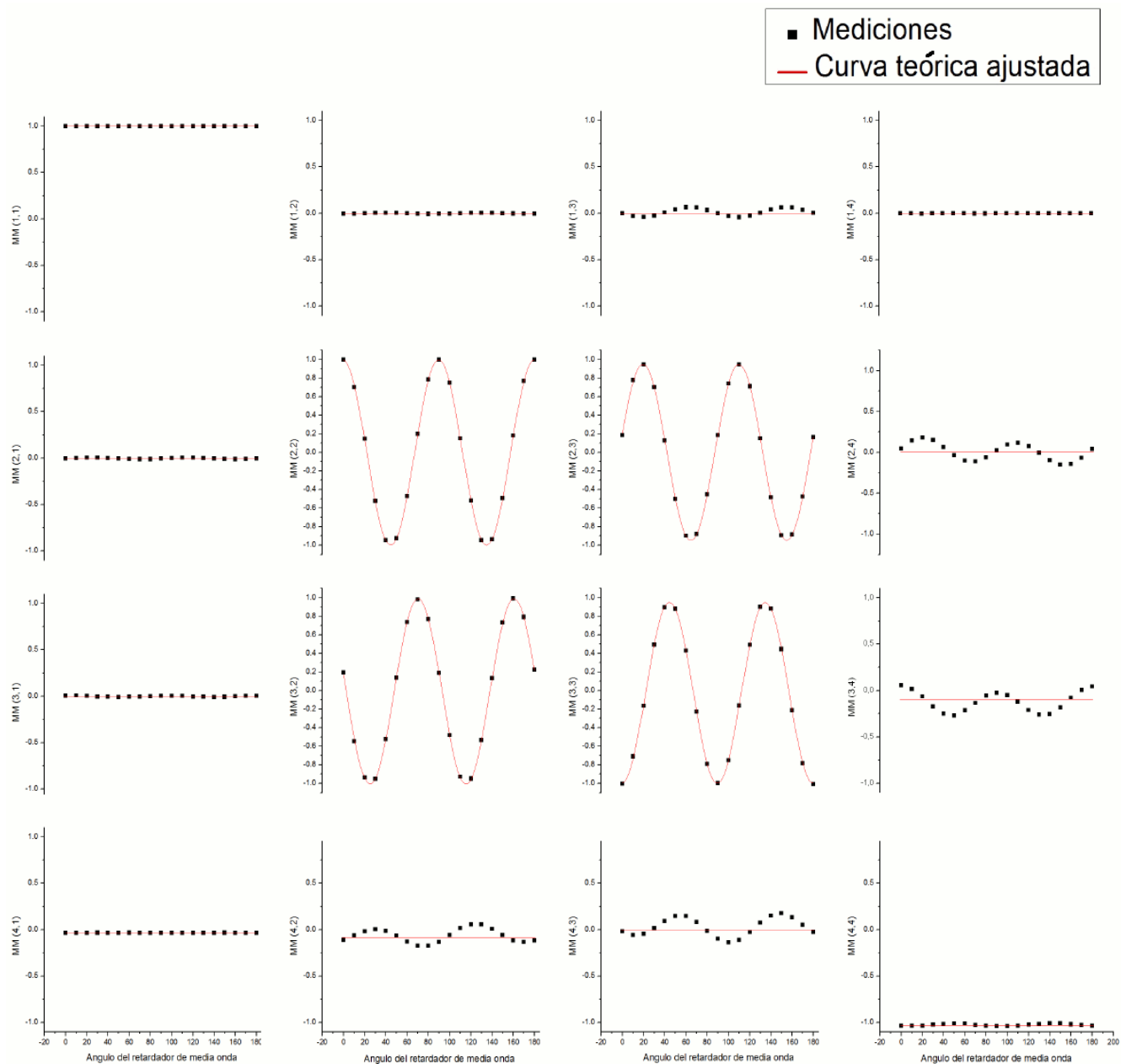


Figura 5.8: Matriz de Mueller para una placa retardadora de media onda con su eje rápido rotando de 0 a 180 grados.

A partir de los resultados expuestos anteriormente se concluye que, de los dos métodos desarrollados y probados para medir la matriz de Mueller en esta tesis, este sería el más apropiado para ser usado en el esparcímetero polarimétrico pues, al haber hecho mediciones detalladas de distintos elementos ópticos con buenos resultados, se considera que la calidad de las mediciones, determinada por el rango máximo de error obtenido en la mediciones (3%), aceptable para los análisis que se llevarán a cabo con el esparcímetero polarimétrico ya que con este instrumento se pretende realizar análisis cualitativos de las propiedades que tienen diversas superficies rugosas sobre la polarización de la luz utilizando matrices de Mueller.

Capítulo 6

Conclusiones

6.1. Resumen y conclusiones.

En este trabajo de tesis se desarrolló el sistema de medición de la matriz de Mueller, utilizando retardadores variables de cristal líquido, para un esparcímetero polarimétrico. Se desarrollaron y probaron dos métodos diferentes de medición que emplean el mismo montaje experimental. El primer método, con transformada rápida de Fourier, requirió como paso intermedio la producción de un polarímetro de vector de Stokes para verificar la posición de los ejes ópticos y, en general, el buen funcionamiento de lo que serían las estaciones ópticas de detección e iluminación del polarímetro de matriz de Mueller. El polarímetro de vector de Stokes resultó ser un buen instrumento de medición de la polarización de la luz no así el polarímetro de matriz de Mueller desarrollado con este método el cual dejó mucho que desear en sus resultados. El segundo método, con retardancias escalonadas, no requirió de pasos intermedios para verificar y/o ajustar el funcionamiento de sus componentes, las operaciones matemáticas que realiza para calcular los elementos de la matriz de Mueller son mucho más simples y la calidad de sus resultados fue muy superior a la obtenida con el método anterior.

Para desarrollar ambos métodos de medición se realizó una amplia investigación bibliográfica y documental sobre temas selectos relacionados con este proyecto de tesis. También, fue necesario probar, caracterizar y ajustar por separado la mayoría de los componentes ópticos utilizados. Al final, se realizaron diversas pruebas y experimentos para ajustar y poner a punto el sistema experimental en cada uno de los casos descritos en esta tesis. Por otra parte, resultó de mucha utilidad desarrollar simulaciones con el programa Mathematica para verificar que los métodos de medición, en teoría, funcionarían y para ayudar a evaluar y verificar la calidad de las mediciones de este instrumento, al realizar la comparación entre los resultados experimentales y los modelos teóricos correspondientes.

Cabe mencionar que la utilización de LabVIEW para el desarrollo de los procesos de control y automatización de las mediciones con los diferentes montajes experimentales empleados fue muy favorable pues, para estas tareas, resultó ser una herramienta de programación muy completa, intuitiva y fácil de usar. En el apéndice de esta tesis se presenta una breve descripción tanto de esta herramienta de programación como de cada uno de los programas desarrollados para diversos fines en este trabajo de tesis.

A continuación, se hace un compendio de las principales conclusiones y metas alcanzadas en las distintas

fases experimentales de este trabajo de tesis:

6.1.1. Caracterización de los retardadores variables.

Se determinaron experimentalmente los voltajes que dan las retardancias requeridas para las técnicas de medición de la polarización de la luz implementadas en esta tesis. Para esto, se diseñó y montó un dispositivo experimental destinado a la caracterización de los cuatro retardadores variables, se desarrolló un programa en LabVIEW para la automatización de este proceso de caracterización y se realizó un análisis gráfico de los resultados.

En todos los casos, el valor de “R cuadrada” obtenido en el ajuste de una curva gaussiana sobre las mediciones fue superior a 0.999 por lo que los valores de voltaje calculados, para obtener las retardancias deseadas, con este método son confiables ya que además este experimento fue repetible dentro de un rango de 0.35 % de variación en los resultados de cuatro ensayos consecutivos a temperatura constante.

6.1.2. Polarímetro de Stokes.

Con este sistema se midieron los cuatro parámetros de Stokes utilizando placas retardadoras (de cuarto y media onda por separado) en la fuente de luz para proveer al polarímetro luz con estados de polarización conocidos y controlados. Se midieron los nueve valores descritos en el sistema de ecuaciones 2.91 (capítulo 2) y se utilizaron estas mediciones en función de la posición de los ejes ópticos de las placas retardadoras como una indicación de la calidad de este polarímetro al comparar estas con los modelos teóricos predichos por las simulaciones numéricas de este experimento. En las gráficas experimentales se observó que las curvas que mejor se ajustan a las simulaciones son $S_2(2\omega_1)$ y $S_3(\omega_1)$, además de $S_1(\omega_2)$ y S_0 por ser las únicas curvas que representan a los parámetros S_1 y S_0 , por lo que los resultados experimentales de estos parámetros se muestran más útiles para el análisis de la polarización de la luz con esta técnica.

Se presentó una discusión sobre las posibles causas de las diferencias entre los resultados experimentales y los modelos teóricos. También, se discutieron los posibles efectos de los errores de alineación óptica y la no linealidad de la función de retardancia, de los retardadores variables, sobre los resultados experimentales.

Se encontró que mediante la manipulación de los ejes ópticos de los componentes del polarímetro o reajustando los voltajes aplicados a los retardadores variables es posible reducir los efectos de la no linealidad de la variación de retardancia en los resultados experimentales y se presentaron los resultados de la determinación empírica de un método para corregir de esta forma los resultados de las mediciones con este instrumento.

6.1.3. Polarímetro de Mueller con el método de la transformada rápida de Fourier.

Con este método se intentó medir las matrices de Mueller de distintas muestras (en modo de transmisión): un tramo de aire (vacío), un polarizador lineal con su eje óptico en posición vertical y una placa retardadora de media onda con sus ejes ópticos en posición fija. Los resultados obtenidos en el caso de la matriz de Mueller en aire presentaron la forma esperada pero con errores en la determinación de los elementos de la matriz de distintas magnitudes los cuales alcanzaron discrepancias de hasta el 77 % con respecto al valor esperado e incluso con algunos signos invertidos. Por otra parte, los resultados obtenidos con el polarizador lineal y con la placa retardadora tuvieron poca o ninguna semejanza con los modelos teóricos ya que los errores fueron aún

mayores que con el caso anterior. Se hizo una discusión sobre las posibles causas de la falta de precisión en los resultados experimentales entre las que destacan la influencia de posibles imperfecciones en elementos ópticos y la imposibilidad de eliminar completamente los errores en la alineación óptica en el montaje experimental y los efectos de la no linealidad de la variación de retardancia en los retardadores variables de cristal líquido. Debido a la calidad de resultados obtenidos en las mediciones de la matriz de Mueller se concluye que este método no es apropiado para llevar a cabo esta clase de mediciones en el esparcímetero polarimétrico.

6.1.4. Polarímetro de Mueller con el método de las retardancias escalonadas.

Se desarrolló un método de medición de la matriz de Mueller que se basa en la medición de la señal óptica resultante de la aplicación de un conjunto preestablecido de valores fijos de retardancia que van cambiando en función del tiempo con lo cual se buscó eliminar los efectos de no linealidad de la variación de retardancia sobre la calidad de las mediciones, al eliminar por completo la necesidad de usar señales senoidales de voltaje en los retardadores variables de cristal líquido. El montaje experimental y la alineación de los ejes ópticos de los polarizadores y retardadores variables fue la misma que con el método anterior.

Con este método se consiguió medir exitosamente las matrices de Mueller con el polarímetro en aire, para un polarizador lineal y para dos placas retardadoras (de cuarto de onda y de media onda) con sus ejes ópticos rotando desde 0 a 180 grados, cada diez grados. Los resultados experimentales obtenidos fueron muy semejantes a los modelos teóricos.

El tiempo que tarda en realizarse una medición con este método está en función del número de cuentas continuas y de la selección los tiempos de integración y tiempo muerto del detector. Estos dos últimos parámetros pueden ser modificados a criterio del usuario, dependiendo de las condiciones del experimento, para buscar encontrar un equilibrio satisfactorio entre calidad de resultados y rapidez de mediciones. En el caso de los resultados expuestos, con la configuración de parámetros descrita anteriormente, cada medición tardó 3.36 segundos en completarse y el rango de error máximo en las mediciones (con el polarímetro en aire) fue menor a 3%.

Al haber realizado mediciones detalladas de distintos elementos ópticos con buena calidad, se considera que los resultados obtenidos con este método de medición de la matriz de Mueller son confiables y la calidad de estos, determinada por el rango máximo de error obtenido en la mediciones, es aceptable para los análisis que se llevarán a cabo con el esparcímetero polarimétrico por lo que se concluye que, de los dos métodos desarrollados y probados para medir la matriz de Mueller en esta tesis, este sería el más apropiado para ser implementado en dicho instrumento.

Es importante señalar que, en la literatura especializada, existen muchos trabajos publicados acerca de la medición de la polarización de la luz con diversas técnicas (véase la Bibliografía) pero existen muy pocas referencias relacionadas a sistemas de medición que utilicen retardadores variables de cristal líquido^[27,46,49] y, hasta ahora, no existe ninguna que reporte un polarímetro de Mueller desarrollado completamente con estos dispositivos. Esto se debe a que la utilización de celdas de cristal líquido para este tipo de aplicaciones es reciente pero, como se podrá verificar, la calidad de los resultados obtenidos en este trabajo son equivalentes a los que se han reportado con sistemas de medición similares^[27,40,48,50] con lo cual se podría establecer una nueva referencia documental dentro de esta área de estudio.

6.2. Trabajo futuro

Ahora que se ha desarrollado exitosamente el sistema de medición de la matriz de Mueller lo siguiente será incorporarlo en el esparcómetro polarimétrico para estudiar la luz esparcida por superficies rugosas y optimizar la implementación experimental de este sistema de medición en dicho instrumento.

Otra tarea pendiente, para ser realizada después de la incorporación de este sistema de medición en el esparcómetro, será la calibración del instrumento utilizando el método de eigenvalores^[20] para reducir los errores en los resultados experimentales.

Finalmente, se harían las primeras pruebas experimentales del funcionamiento del esparcómetro en muestras de interés para su estudio.

6.3. Publicaciones

J.M. López-Téllez and N.C. Bruce, “The effect of alignment errors in polarimetry of light using liquid-crystal variable retarders”, Proc. of SPIE Vol. 8011, (2011) 801107.

Bibliografía

- [1] G.R. Fowles, “Introduction To Modern Optics”, 2nd Edition, Dover publications, Inc., New York (1975).
- [2] H. Mueller, “Memorandum on the polarization optics of the photoelastic shutter”, Report No. 2 of the OSRD project OEMsr-576, Nov. 15, 1943.
- [3] F. Perrin, “Polarization of light scattered by isotropic opalescent media”, J. Chem. Phys., 10, p. 415 (1942).
- [4] P. Soleillet, “Sur des paramètres caractérisant la polarisation partielle de la lumière dans les phénomènes de fluorescence”, Ann. Phys., 12 (10), p. 23 (1929).
- [5] D.H. Goldstein, “Polarized Light”, 2nd Edition, Marcel Dekker, New York (2003).
- [6] D.H. Goldstein, “Mueller matrix dual-rotating-retarder polarimeter”, Appl. Opt., 31, 6676-6683 (1992).
- [7] W. Shurcliff, “Polarized Light”, Harvard University Press, Cambridge (1962).
- [8] G. Arfken and H. Weber, “Mathematical Methods for Physicists”, 5th Edition, Academic Press, San Diego (2001).
- [9] M. Born and E. Wolf, “Principles of Optics”, 7th Edition, Cambridge University Press, United Kingdom (1999).
- [10] E. Hetch, “Optics”, Addison-Wesley, 3rd Edition, USA (1998).
- [11] O.G. Rodríguez-Herrera, “Cálculo y medición de la matriz de Mueller de un espejo elipsoidal”, Tesis de Maestría en Ciencias (Física), Posgrado en Ciencias Físicas, UNAM. México (2005).
- [12] J.R. Reitz, F.S. Milford & R.W. Christy, “Fundamentos de la Teoría Electromagnética”, Addison- Wesley, Iberoamericana (1986).
- [13] R. Resnick, D. Halliday & K.S. Krane, “Physics”, Vol. 2, 5th Edition, John Wiley & Sons (2003).
- [14] H.G. Berry, G. Gabrielse, and A.E. Livingston, “Measurement of the Stokes parameters of light”, App. Op, Vol. 16, No. 12. December 1977.
- [15] R. Castro-Sánchez, R.A. Martínez-Celorio, L. Martí-López, J.T. Vega-Durán, A. Vega-Corona, D. Hernández-Fusillier, B. González Rolón y R.A. Rodríguez-Cruza, “Esparcómetro de resolución angular para tejidos biológicos”, Rev. Cub. Física Vol.25 No. 2-A (2008) p.70-74.

- [16] J.S. Townsend, “A Modern Approach To Quantum Mechanics”, University Science Books, Sausalito, California (2000).
- [17] M. Auzinsh and R. Ferber, “Optical Polarization of Molecules”, Cambridge University Press, United Kingdom (1995).
- [18] Meadowlark Optics, Incorporated, “D3040 Quad Cell Nematic Liquid Crystal Digital Interface User’s Manual”, Revision 2.02 (2004).
- [19] R.A. Chipman, “MUELLER MATRICES”, Handbook Of Optics, McGraw-Hill (2010).
- [20] E. Compain, S. Poirier, and B. Drevillon, “General and self-consistent method for the calibration of polarization modulators, polarimeters, and Mueller-matrix ellipsometers”, Applied Optics, Vol. 38, No. 16, 3490-3502 (1999).
- [21] R.M.A. Azzam, “Oscillating-analyzer ellipsometer”, Rev. Sci. Instrum., 47(5), 624-628 (1976).
- [22] R.M.A. Azzam, “Photopolarimeter using two modulated optical rotators”, Opt. Lett., 1(5), 181-183 (1977).
- [23] R.M.A. Azzam, “Photopolarimetric measurement of the Mueller matrix by Fourier analysis of a single detected signal”, Opt. Lett., 2, 148-150 (1978).
- [24] O.G. Rodríguez-Herrera, D. Lara and C. Dainty, “Far-field polarization-based sensitivity to sub-resolution displacements of a sub-resolution scatterer in tightly focused fields”, Opt. Express 18(6), 5609-5628 (2010).
- [25] D. Lara and C. Dainty, “Axially resolved complete Mueller matrix confocal microscopy,” Applied Optics, 45(9), 1917-1930 (2006).
- [26] N.C. Bruce, A. Dominguez-Báez, T. Santana-Sánchez, X. Téllez-Díaz, A. Nogueira-Jiménez and R. Nava-Sandoval, “Design of a scanning polarimetric scatterometer for rough surface scattering measurements”, Journal of Physics: Conference Series 274 (2011) 012135.
- [27] G. Martínez-Ponce, C. Solano and C. Pérez-Barrios, “Hybrid complete Mueller polarimeter based on phase modulators”, Optics and Lasers in Engineering, 49, 723–728 (2011).
- [28] W.S. Bickel and W. M. Bailey, “Stokes vector, Mueller matrices and polarized scattered light”, Am. J. Phys, Vol. 53, No. 5, 468-478 (1985).
- [29] R.W. Collins and Joohyun Koh. “Dual rotating-compensator multichannel ellipsometer: instrument design for real-time Mueller matrix spectroscopy of surfaces and films”, J. Opt. Soc. Am. A, 16(8):1997-2006 (1999).
- [30] C.N. Archie, editor. “Mueller polarimetry in the back focal plane”, volume 6518 of Metrology, Inspection, and Process Control for Microlithography XX”, SPIE, Proc. of SPIE (2007).
- [31] J.W. Goodman. “Introduction to Fourier Optics”, Roberts & Company, 3th edition (2005).

- [32] A. De Martino, E. Garca-Caurel, B. Laude, and B. Drevillon. “General methods for optimized design and calibration of Mueller polarimeters”, *Thin Solid Films*, 455-456:112-119 (2004).
- [33] http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_H/H7468-20.pdf
- [34] <http://www.thorlabs.com>
- [35] E. Landi-Degl’Innocenti and J. C. del Toro-Iniesta. “Physical significance of experimental Mueller matrices.” *J. Opt. Soc. Am. A*, 15(2):533-537, (1998).
- [36] D.H. Goldstein and R.A. Chipman, “Error analysis of a Mueller matrix polarimeter”, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 7, No. 4, 693-700 (1990).
- [37] S.E. Segre, “Fast determination of the full Mueller matrix from phase measurements on a single detected signal”, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 14, No. 6, June 1997.
- [38] R.M.A. Azzam, “Backscattering Mueller-matrix photopolarimeter with nonreciprocal polarizing-analyzing optics”, *Optics letters*, Vol. 6, No. 9, September 1981.
- [39] R. Anderson, “Measurement of Mueller matrices”, *Applied Optics*, Vol. 31, No. 1, 1 January 1992.
- [40] F. Delplancke, “Automated high-speed Mueller matrix scatterometer”, *Applied Optics*, Vol. 36, No. 22, 1 August 1997.
- [41] E. Compain and B. Drevillon, “Complete high-frequency measurement of Mueller matrices based on a new coupled-phase modulator”, *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 68, No. 7, July 1997.
- [42] M.H. Smith, “Optimization of a dual-rotating-retarder Mueller matrix polarimeter”, *Applied Optics*, Vol. 41, No. 13, 1 May 2002.
- [43] W.M. McClain, W. Jeng, B. Pati, Y. Shi, and D. Tian, “Measurement of the Mueller scattering matrix by use of optical beats from a Zeeman laser”, *Applied Optics*, Vol. 33, No. 7, 1 March 1994.
- [44] T. Kihara, “Measurement of Stokes Parameters by Quarter-Wave Plate and Polarizer”, *Applied Mechanics and Materials Vols. 3-4*, pp 235-242 (2005).
- [45] F.H. Delplancke, “Investigation of rough surfaces and transparent birefringent samples with Mueller-matrix scatterometry”, *Applied Optics*, Vol. 36, No. 30, 20 October 1997.
- [46] J.M. Bueno, “Polarimetry using liquid-crystal variable retarders: theory and calibration”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2 (2000).
- [47] J.J. Gil, “Polarimetric characterization of light and media”, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 40, 1–47 (2007).
- [48] R.C. Thompson, Jerold R. Bottiger, and Edward S. Fry, “Measurement of polarized light interactions via the Mueller matrix”, *Applied Optics*, Vol. 19, No. 8, 15 April 1980.
- [49] A. Peinado, A. Lizana, J. Vidal, C. Iemmi and J. Campos, “Complete Stokes polarimeters based on liquid crystal displays” *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 7797, art. No. 77970V, (2010).

- [50] M. Mujat and A. Dogariu, "Real-time measurement of the polarization transfer function", *Applied Optics*, Vol. 40, No. 1, 1 January 2001.
- [51] P. Terrier, J.M. Charbois and V. Devlaminck, "Fast-axis orientation dependence on driving voltage for a Stokes polarimeter based on concrete liquid-crystal variable retarders", *Applied Optics*, Vol. 49, No. 22, 1 August 2010.

Apéndice A

Programación en LabVIEW

A.1. Introducción.

LabVIEW[®] es un entorno de programación gráfica, creado y comercializado desde 1986 por la empresa National Instruments[®], para desarrollar sistemas de medida, pruebas y control usando íconos gráficos y cables que asemejan a un diagrama de flujo. Ofrece una integración con dispositivos de hardware y brinda diversas bibliotecas integradas para análisis y visualización de datos, todo para crear instrumentación virtual. Los programas desarrollados con LabVIEW[®] se llaman Instrumentos Virtuales, o VI's (por sus siglas en Inglés). Cada VI consta de dos partes diferenciadas:

- Panel frontal: es la interfaz con el usuario, se utiliza para interactuar con el usuario cuando el programa se está ejecutando. Los usuarios pueden observar los datos del programa actualizados en tiempo real. En esta interfaz se definen los controles (pueden ser botones, marcadores, etc.) e indicadores (pueden ser gráficas, luces, etc.).
- Diagrama de bloques: es el programa propiamente dicho, donde se define su funcionalidad, aquí se colocan los íconos que realizan una determinada función y se interconectan. Suele haber una tercera parte *icono/conector* que son los medios utilizados para conectar un VI con otros VI's.

En el panel frontal, encontraremos todo tipo de controles o indicadores, donde cada uno de estos elementos tiene asignado en el diagrama de bloques una terminal. El usuario puede diseñar un proyecto con controles e indicadores en el panel frontal donde estos elementos serán las entradas y salidas que interactuarán con la(s) terminal(es) del VI. Podemos observar en el diagrama de bloques, todos los valores de los controles e indicadores y como van fluyendo entre ellos cuando se está ejecutando un programa VI.

En este apéndice se describen todos los programas, desarrollados con este paquete, utilizados para diversos fines en este trabajo de tesis. Se presentan los paneles frontales y los diagramas de bloques de cada uno de ellos y se hace una breve descripción de sus principales funciones y operación básica.

A.2. Programa para automatizar la caracterización de los retardadores variables.

Las figuras que se incluyen a continuación muestran el panel frontal y los diagramas de bloques que corresponden al programa que se utilizó para hacer la caracterización de los retardadores variables. Su principal función es hacer una serie de lecturas con el fotodetector y el medidor de potencia óptica *Newport*[®], promediarlas, guardar el resultado en un archivo y esperar la orden de realizar una nueva serie. Entre cada serie de mediciones hay un aumento en el voltaje aplicado a los retardadores variables el cual fue suministrado mediante la fuente de poder y se controló manualmente con el software que proporciona el fabricante igualmente escrito en LabVIEW[®] (ver sección A3 de este apéndice).

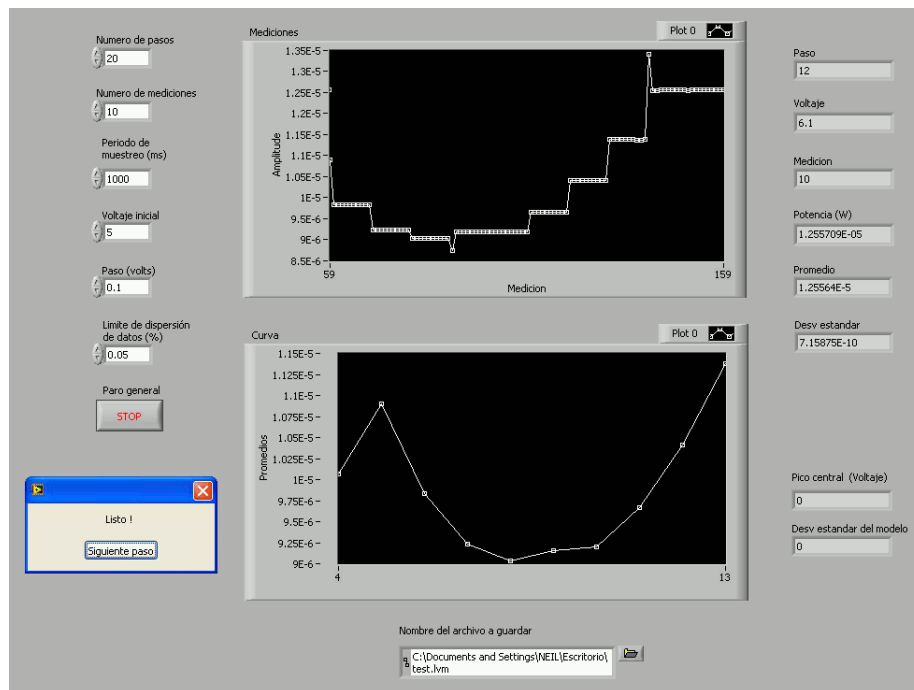


Figura A.1: Panel frontal del programa para hacer la caracterización de los retardadores variables con un ejemplo típico de las mediciones realizadas con este programa.

La figura A.1 muestra el panel frontal de este programa en el que se muestran las entradas y controles:

- Número de pasos: es la cantidad de series de mediciones que repetirá el programa. Entre cada serie de mediciones se aumentó manualmente el voltaje aplicado a los retardadores variables.
- Número de mediciones: es la cantidad de mediciones que hará el programa en cada serie.
- Período de muestreo: es la diferencia de tiempo (en mili segundos) que hay entre una medición y otra.
- Voltaje inicial: voltaje aplicado a los retardadores desde el cual comienzan a hacerse las series de mediciones.
- Paso: es la diferencia de voltaje que hay entre cada paso o serie de mediciones.

- Límite de dispersión de datos: es el rango de dispersión de potencia óptica medida (expresado en porcentaje del valor promedio) que tolera el programa para poder pasar a la siguiente serie de mediciones. En caso de que la dispersión resulte mayor al valor seleccionado se repetirá automáticamente la serie de mediciones.
- Paro general: el programa se detiene completamente habiendo salvado en un archivo las mediciones hechas previamente.
- Ventana de diálogo con la leyenda “Listo !” y el botón “Siguiente paso”: se abre cada que el programa termina exitosamente una serie de mediciones, calcula el promedio y salva el resultado en un archivo.
- Nombre del archivo a guardar: especifica el nombre y la ubicación del archivo formato “.lvm” en el cual se guardarán los datos. El archivo contendrá dos columnas, voltaje aplicado al retardador durante cada serie o paso y promedio de las mediciones hechas en cada serie.

y también las salidas del programa:

- Gráfica de mediciones: indica el número de mediciones realizadas por cada serie y la dispersión de los datos en una grafica *índice Vs amplitud medida*.
- Gráfica de curva: muestra la tendencia de los datos capturados.
- Paso: es la serie de mediciones en la que se encuentra el programa desde que comenzó a correr.
- Voltaje: es el voltaje aplicado al retardador durante esa serie de mediciones.
- Potencia: es la medición instantánea de la potencia óptica hecha por el fotodetector y el medidor de potencia *Newport*[®].
- Promedio: promedio calculado en la última serie de mediciones completada por el programa.
- Desv. estándar: es la desviación estándar de la serie de datos promediados.
- Pico central: es el valor de voltaje donde se registra el punto más alto de la gráfica de los datos capturados según la aproximación de una curva gaussiana que hace el programa. Debido a que los resultados que arroja este cálculo no son exactos se utilizó el programa *OriginLab*[®] para hacer este análisis.
- Desv. estándar del modelo: es la desviación estándar de la aproximación de la curva gaussiana que realiza el programa.

La figura A.3 muestra una vista general del diagrama de bloques en la cual se observa un ciclo “While” que contiene una estructura “Stacked Sequence” con una secuencia de dos marcos. El primer marco (figura A.4) contiene dos ciclos anidados, el ciclo interior es un “Timed Loop” con el código para tomar la lectura de datos del medidor de potencia óptica *Newport* y el ciclo exterior es un ciclo “While” que, además de contener al primero, contiene el código para calcular los valores estadísticos y el “límite de dispersión de datos” que permite, o no, al programa avanzar al siguiente marco. El segundo marco (figura A.5) contiene un nuevo ciclo “While” con el VI “One Button Dialog” que tiene programada la ventana de diálogo con la leyenda “Listo !” y el botón “Siguiente paso” la cual se abre cada que el programa termina exitosamente una serie de mediciones.

Finalmente, los resultados se guardan en un archivo con el VI “Write to Measurement File” y el ajuste de la función gaussiana se realiza con el VI “Gaussian Peak Fit”, ambos se encuentran fuera del ciclo “While” general (figura A.3). Por otra parte, el diagrama de flujo A.2 sintetiza la secuencia lógica de las principales tareas que realizan con este programa durante los experimentos.

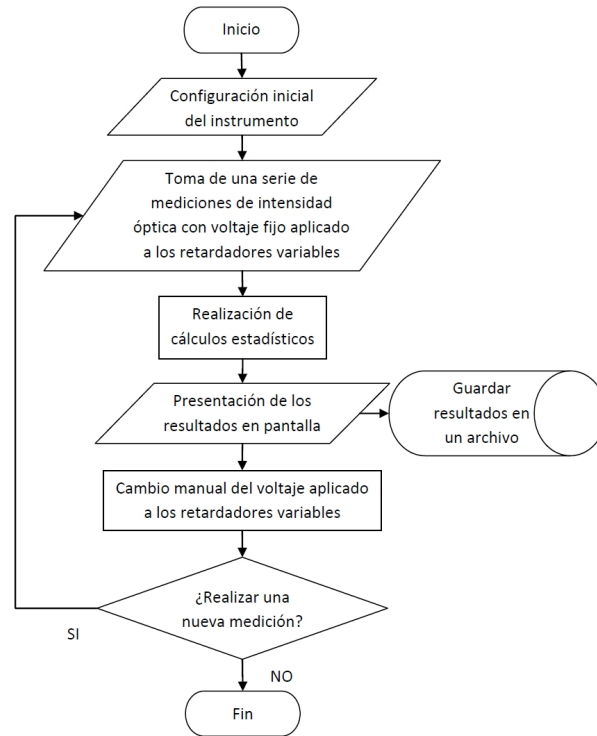


Figura A.2: Diagrama de flujo con la secuencia de las principales tareas que se realizan con este programa durante los experimentos.

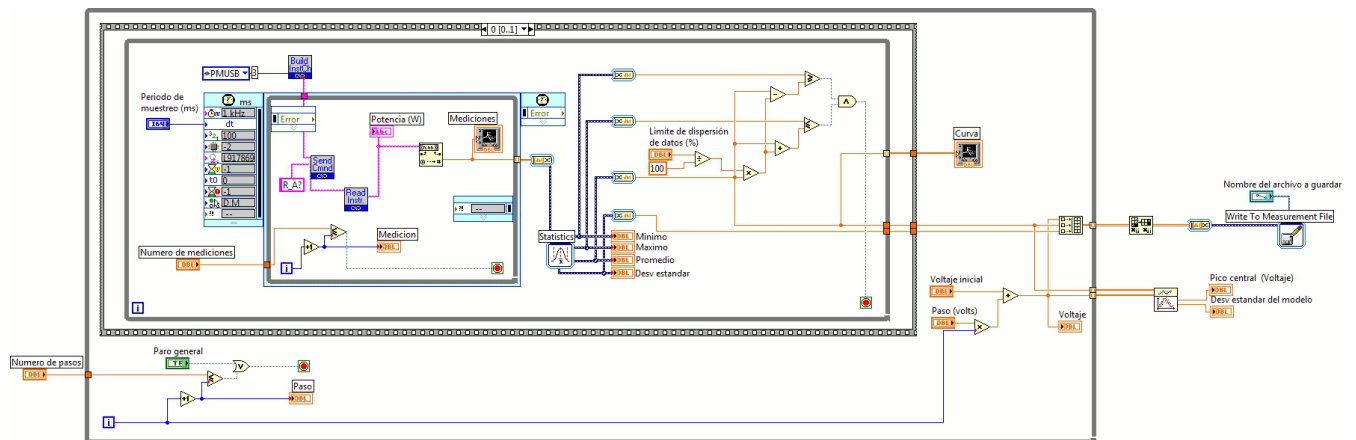


Figura A.3: Vista general del diagrama de bloques.

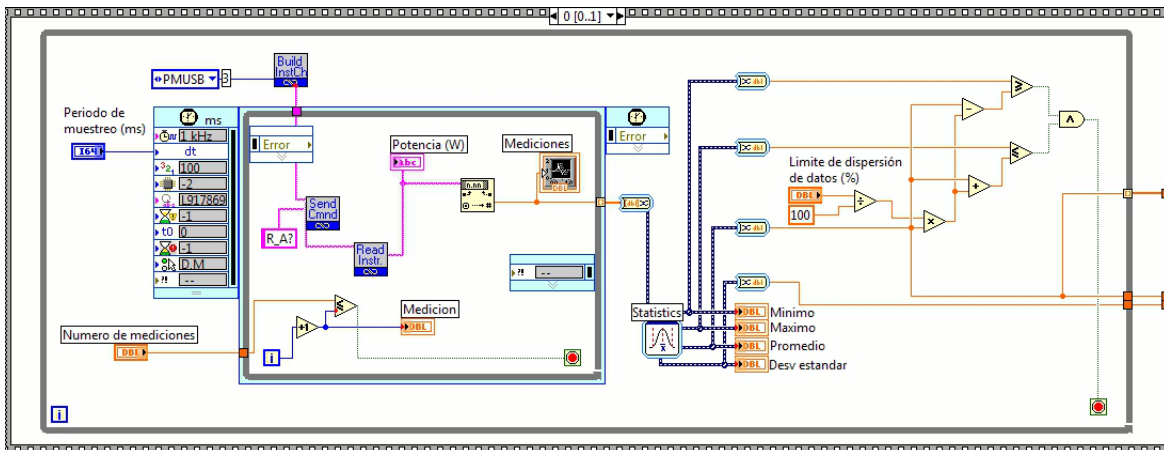


Figura A.4: Vista del primer marco de la estructura “Stacked Sequence”.

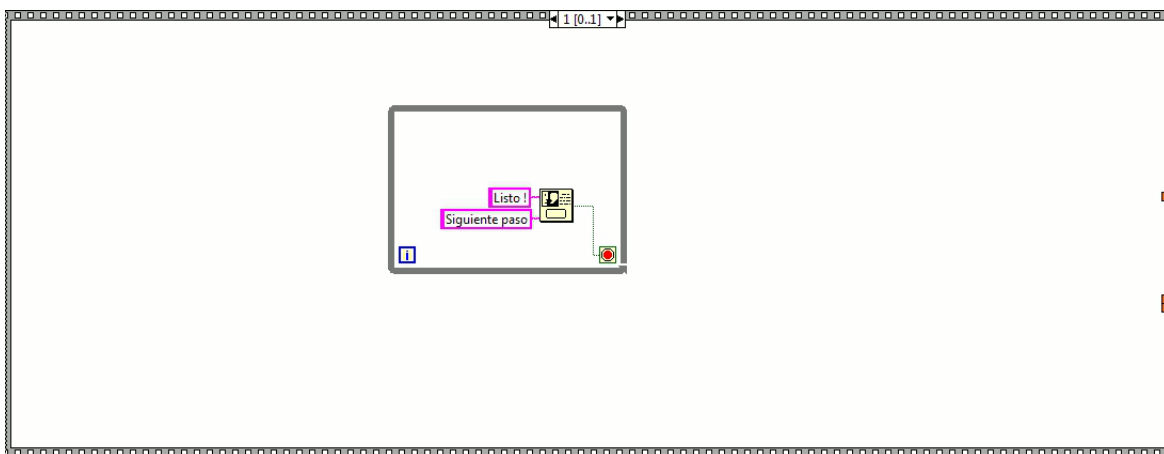


Figura A.5: Vista del segundo marco de la estructura “Stacked Sequence”.

A.3. Programa de control para los retardadores variables.

Este programa fue desarrollado por el fabricante de los retardadores variables y con él se puede controlar, desde una PC, el voltaje suministrado a cada uno de los retardadores variables conectados a la fuente de poder *Meadowlark Optics*[®]. Los parámetros que se pueden ajustar desde el panel frontal son: la forma de onda de la señal eléctrica (como senoidal, cuadrada, rampa, etc.), los valores pico de la señal (V_1 y V_2), período de la señal (en mili segundos), fase (en grados), ciclo de trabajo y temperatura de operación. Además, se puede activar una señal de “sincronización” para cada retardador con la cual se sabe en qué momento la fase de la señal eléctrica es cero, esta característica es útil cuando se necesita que todos los retardadores tengan fase cero cuando comience la lectura de la señal óptica en el fotodetector. También, con los diferentes controles disponibles, se puede seleccionar el puerto de entrada y salida de datos en la PC, hacer pruebas de conexión en cada puerto, encender y apagar la señal eléctrica enviada a los retardadores, hay opciones para guardar y rescatar la configuración de todos los parámetros y existe un botón más para salir completamente

del programa. Con los indicadores gráficos se puede visualizar la forma de la señal, la fase y los voltajes pico que se envían, en tiempo real, a los retardadores variables y los indicadores luminosos muestran cuándo las funciones que controla el programa están activadas.

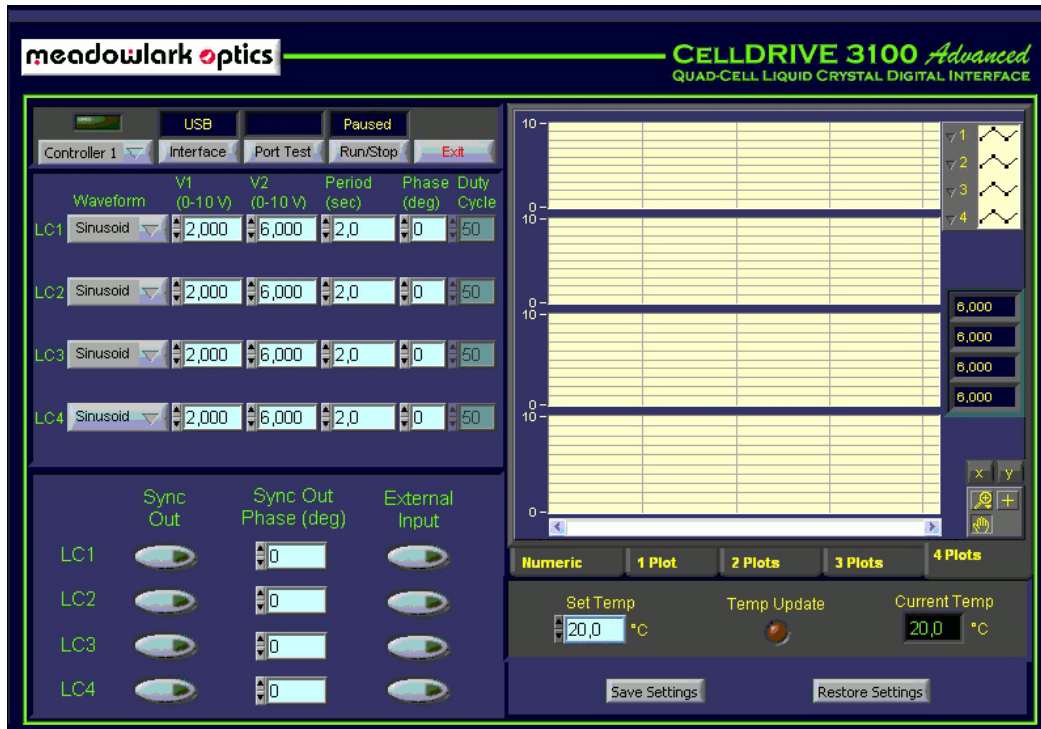


Figura A.6: Panel frontal.

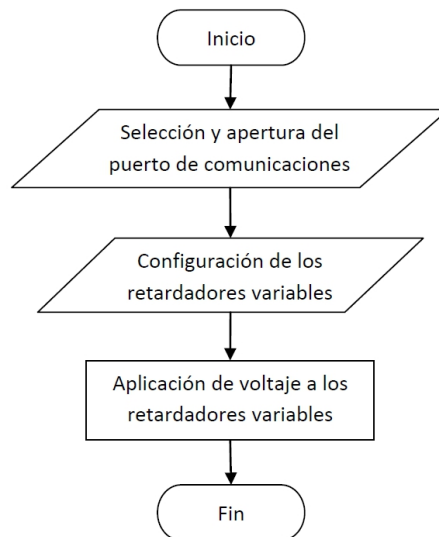


Figura A.7: Diagrama de flujo con la secuencia de las principales tareas que se realizan con este programa durante los experimentos.

El diagrama de bloques está organizado dentro de una estructura “Stacked Sequence” de tres marcos. El primero de ellos (figura A.8) contiene el código necesario para abrir el puerto de comunicaciones con la fuente de poder de los retardadores y hacer operable el programa, el segundo (figura A.9) contiene el código que realiza todas las funciones de control y operación de los retardadores y, finalmente, el tercer marco (figura A.10) cierra el puerto de comunicaciones y el programa.

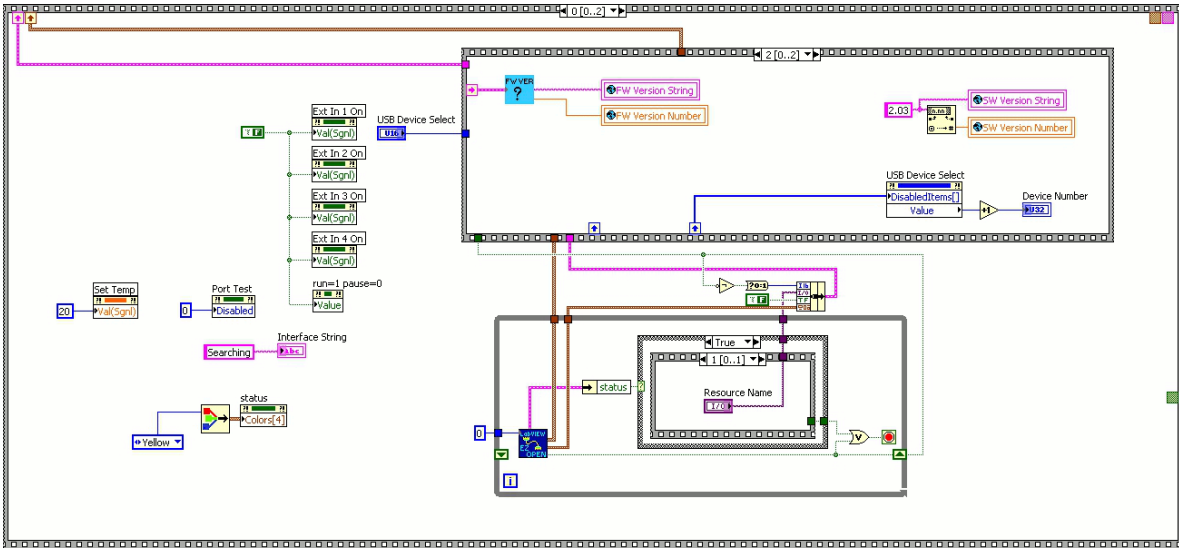


Figura A.8: Vista del primer marco de la estructura “Stacked Sequence”.

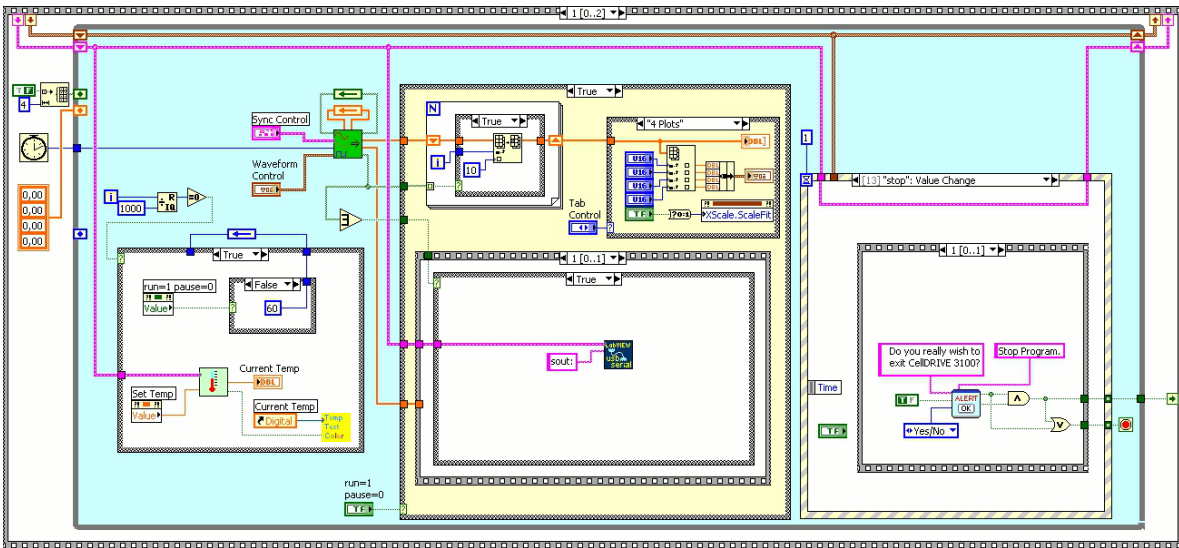


Figura A.9: Vista del segundo marco de la estructura “Stacked Sequence”.

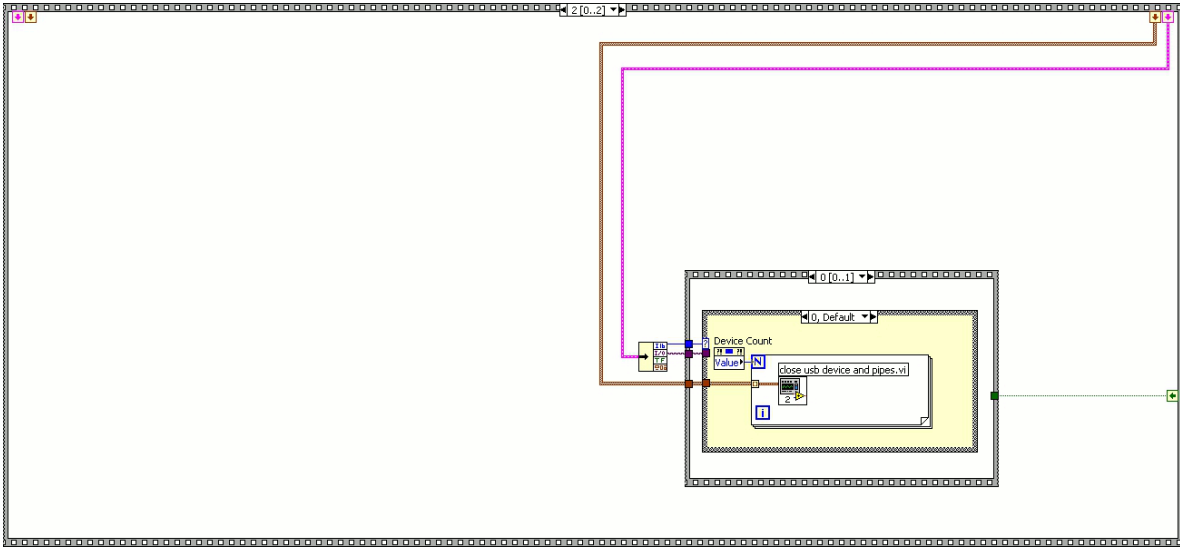


Figura A.10: Vista del tercer marco de la estructura “Stacked Sequence”.

A.4. Programa para operar el polarímetro de Stokes.

Las principales funciones de este programa son las siguientes:

1. Controlar el voltaje suministrado a los retardadores variables.
2. Procesar la señal óptica detectada.
3. Calcular en tiempo real los parámetros de Stokes.
4. Guardar automáticamente los resultados en un archivo.
5. Ayudar en la alineación óptica de los retardadores.

Para esto, el código de este programa (figura A.13) incluye una versión modificada del código del programa expuesto en la sección anterior, A.3, además del código necesario para tomar lectura de la señal del detector, calcular la transformada de Fourier, calcular los parámetros de Stokes, entre otras funciones.

En el panel frontal se pueden ajustar la mayoría de los parámetros que en el programa de la sección anterior. Además, se pueden establecer los tiempos muertos y de integración (en mili segundos) del fotodetector *Hamamatsu 7468-20*, el número de lecturas continuas, el voltaje aplicado al tubo fotomultiplicador y los períodos de operación (en segundos) de los retardadores variables, este último dato se utiliza para realizar el cálculo de los parámetros de Stokes. Se pueden activar o desactivar las funciones de “salvar datos” y “lectura de los datos”, entre otros. Los indicadores gráficos muestran la forma de la señal eléctrica enviada por el fotodetector y las partes real e imaginaria de la transformada de Fourier de la misma. Los indicadores numéricos muestran los resultados de los cálculos de los parámetros de Stokes y los valores del rango y la media aritmética de la señal detectada, estos últimos son de utilidad al momento de hacer la alineación óptica de los retardadores variables. Las figuras A.11 y A.13 muestran las vistas generales del panel frontal y el diagrama de bloques, respectivamente.

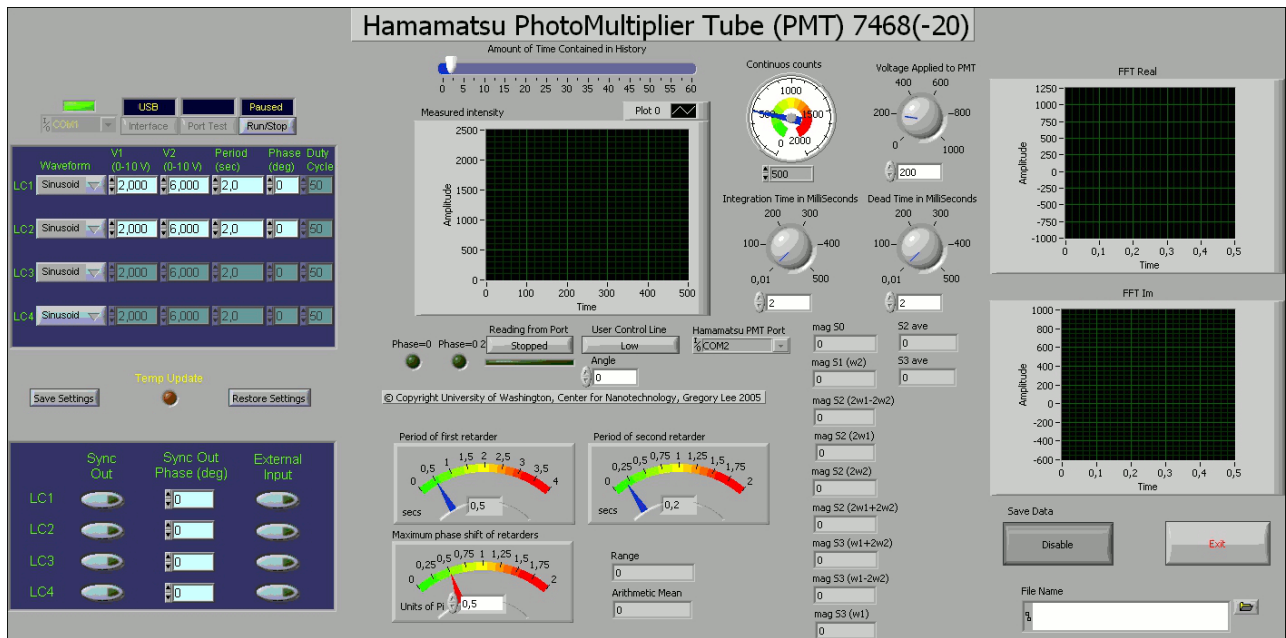


Figura A.11: Panel frontal.

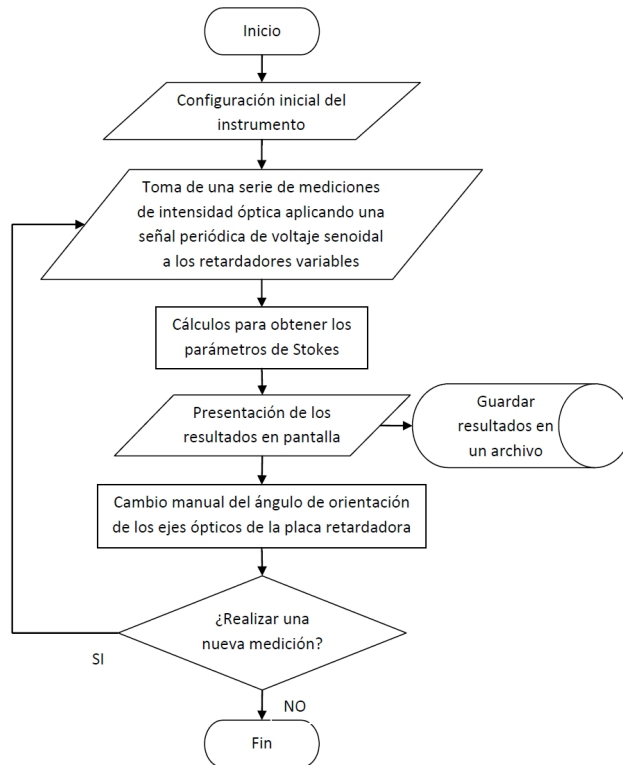


Figura A.12: Diagrama de flujo con la secuencia de las principales tareas que se realizan con este programa durante los experimentos.

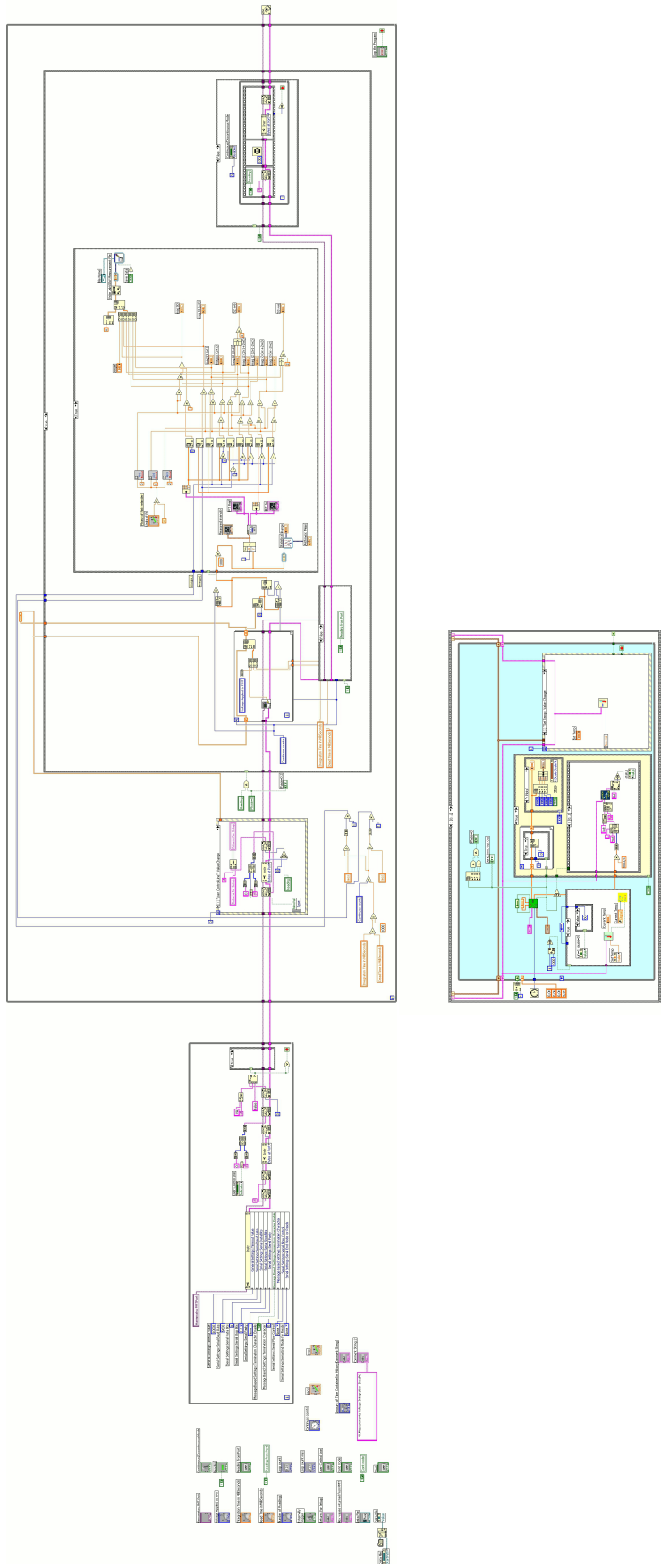


Figura A.13: Vista general del diagrama de bloques.

A.5. Programa para operar el polarímetro de Mueller con el método de la transformada rápida de Fourier.

Este programa fue desarrollado a partir del programa para operar el polarímetro de Stokes (Sección A.4) y sus principales funciones son las mismas solo que, además, con este programa se miden los elementos de la matriz de Mueller. La forma de operarlo también es la misma pero en el panel frontal (figura A.14) se incluyen los indicadores numéricos de resultados del cálculo de los 16 elementos de la matriz de Mueller y cuatro indicadores numéricos de resultados de los parámetros de Stokes ($magS0$, $magS1$ [ω_2], $magS2$ [$2\omega_1$] y $magS3$ [ω_1]). Para esto último se incluyó un control *selector* para escoger entre realizar la polarimetría de Stokes utilizando los retardadores variables 1 y 2 o, bien, los retardadores variables 3 y 4 del montaje experimental (Capítulo 5), esta función es de mucha ayuda cuando se realiza la alineación óptica ya que para verificar que los ejes ópticos de los retardadores variables y de los polarizadores lineales están en su posición correcta se realizó una serie de mediciones de los parámetros de Stokes con placas retardadoras de media y cuarto de onda (véase Capítulo 4). Además, se incluyó un control numérico para establecer manualmente la posición del ángulo de la placa retardadora, un botón para habilitar la función de salvar datos para la polarimetría de Stokes y uno más para la función de salvar datos para los elementos de la matriz de Mueller. Finalmente, en este programa se eliminaron los selectores de aguja para establecer los períodos de variación en la retardancia de los retardadores variables ya que para los cálculos el programa toma estos valores directamente del panel de configuraciones de los retardadores variables (cuadrante superior izquierdo del panel frontal).

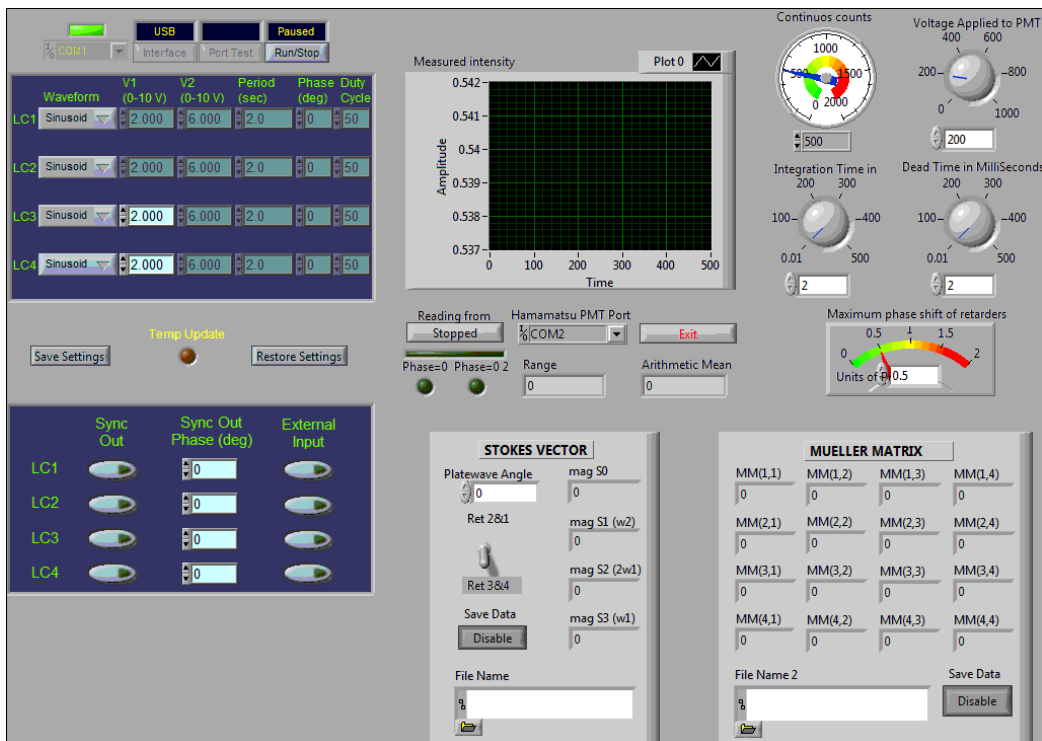


Figura A.14: Panel frontal.

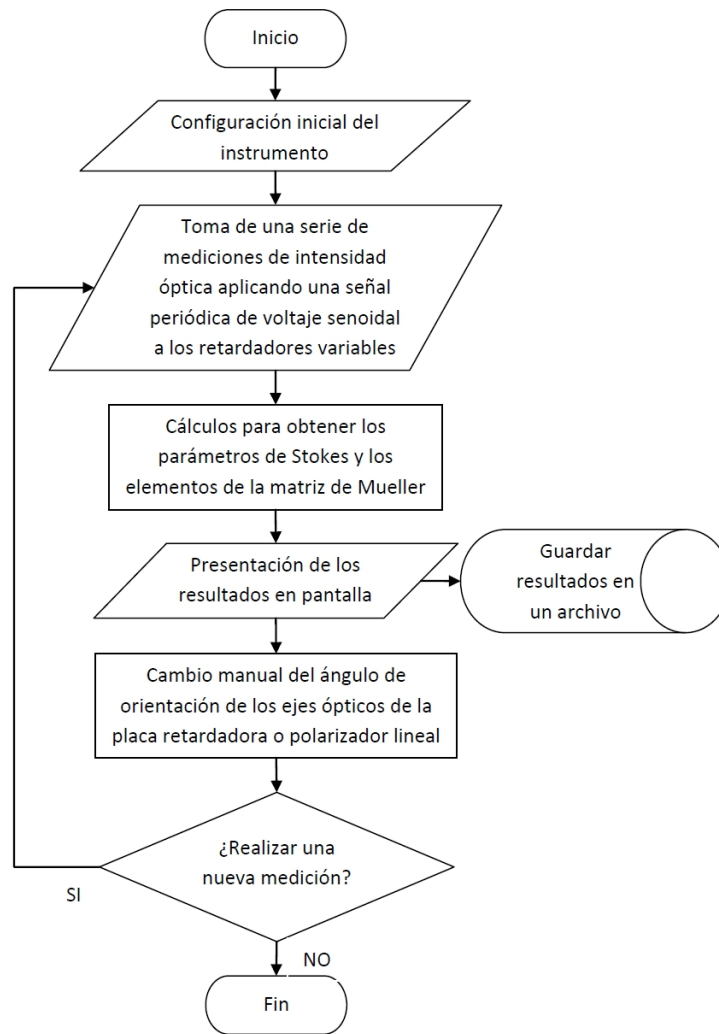


Figura A.15: Diagrama de flujo con la secuencia de las principales tareas que se realizan con este programa durante los experimentos.

La figura A.16 muestra la vista general del diagrama de bloques donde se puede observar la programación de las ecuaciones (2.92) - (2.107) (Capítulo 2) para calcular los 16 elementos de la matriz de Mueller a partir de las partes real e imaginaria de la transformada rápida de Fourier de la señal detectada.

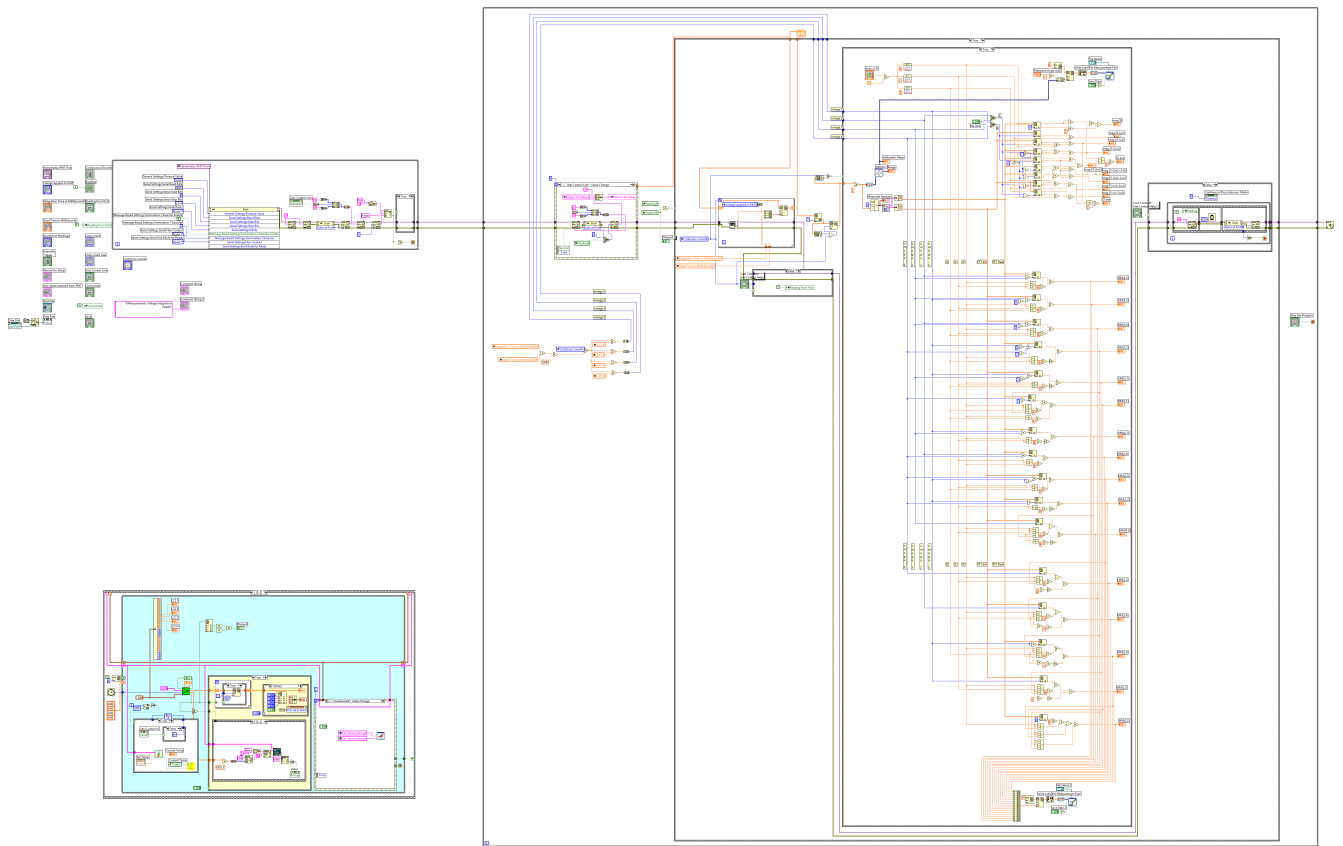


Figura A.16: Vista general del diagrama de bloques.

A.6. Programa para operar el polarímetro de Mueller con el método de las retardancias escalonadas.

Este último programa se desarrolló para realizar las mismas funciones que el programa anterior (sección A.5) pero con el método de medición de la matriz de Mueller descrito en la sección 2.3.2.2, del capítulo 2, e incluye una nueva versión modificada del código del programa expuesto en la sección A.3 (figura A.20, esquina inferior izquierda) para controlar y obtener de los retardadores variables pasos escalonados de retardancia. La forma de operar de este programa es, también, muy similar al anterior. Este programa únicamente mide la matriz de Mueller y en su panel frontal se pueden modificar el tiempo de integración de cada medición, el tiempo muerto del detector, el voltaje aplicado al PMT y los voltajes aplicados a los retardadores en cada uno de los cuatro pasos (o escalones) de retardancia que el programa sigue de manera cíclica (figura A.17, panel de la esquina inferior izquierda). Esto último es útil para optimizar las mediciones del polarímetro en aire (o vacío) con lo cual se considera que el polarímetro queda correctamente ajustado y listo para efectuar mediciones en cualquier muestra. Esta optimización se realiza comparando la grafica de intensidades detectadas cuando el polarímetro esta en vacío (indicador gráfico, *Measured intensity*, en el panel frontal) con el diagrama de bloques que predice la simulación numérica elaborada con este método de medición (figura A.18) y ajustando los voltajes aplicados a cada retardador, a partir de los voltajes nesarios para obtener

las retardancias que el método de medición requiere, para hacer que estas dos figuras se asemejen lo más que se pueda. En la figura A.17 se muestra el panel frontal de este programa con un ejemplo típico de medición de la matriz de Mueller en aire y en la figura A.20 se muestra el diagrama de bloques donde se observa la programación de las ecuaciones (sistema de ecuaciones 2.109, capítulo 2) para calcular los 16 elementos de la matriz de Mueller a partir de la medición de la intensidad de la luz detectada en cada paso.

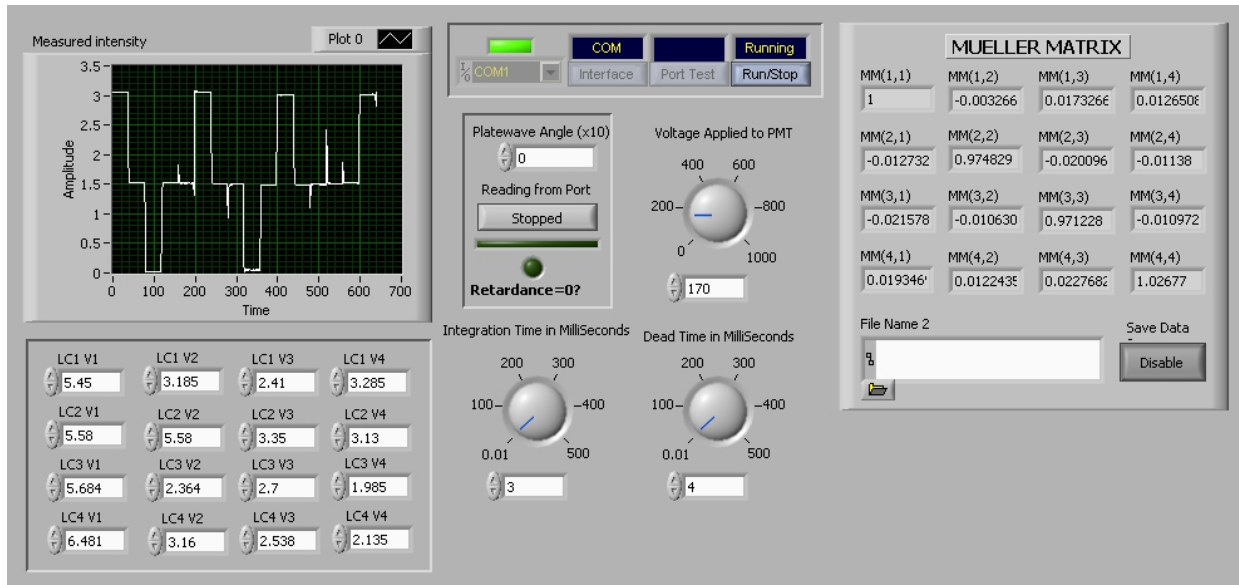


Figura A.17: Panel frontal con un ejemplo típico de medición de la matriz de Mueller en aire (o vacío).

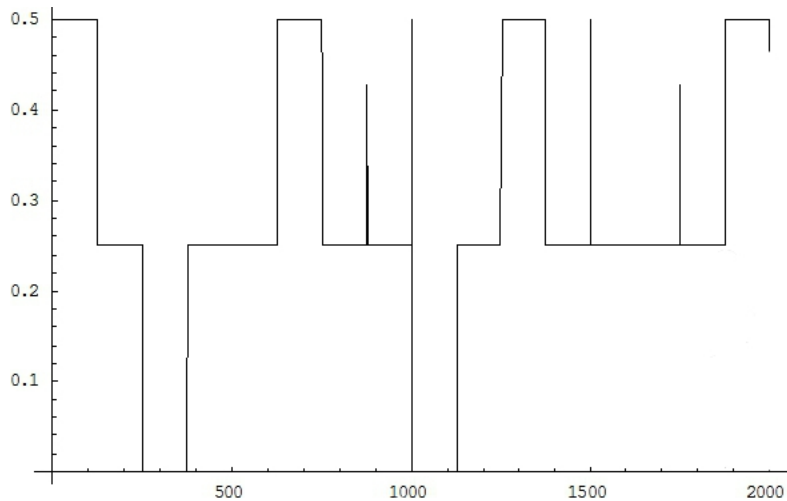


Figura A.18: Simulación del diagrama de bloques de intensidades obtenidas con este método de medición cuando el polarímetro está en vacío.

Cabe señalar que la intensidad de luz en cada uno de los 16 pasos de retardancia, que en total se mide, se tomó en base a un promedio de 20 mediciones consecutivas realizadas en cada paso. Entre cada serie

de mediciones de los 16 pasos de retardancia el programa espera el tiempo equivalente a 10 mediciones consecutivas (en este caso fueron 70 milisegundos) para evitar los efectos del tiempo de respuesta de los retardadores al cambiar de un valor de retardancia a otro. Las series de mediciones comienzan cuando los cuatro retardadores variables tienen simultáneamente retardancia cero.

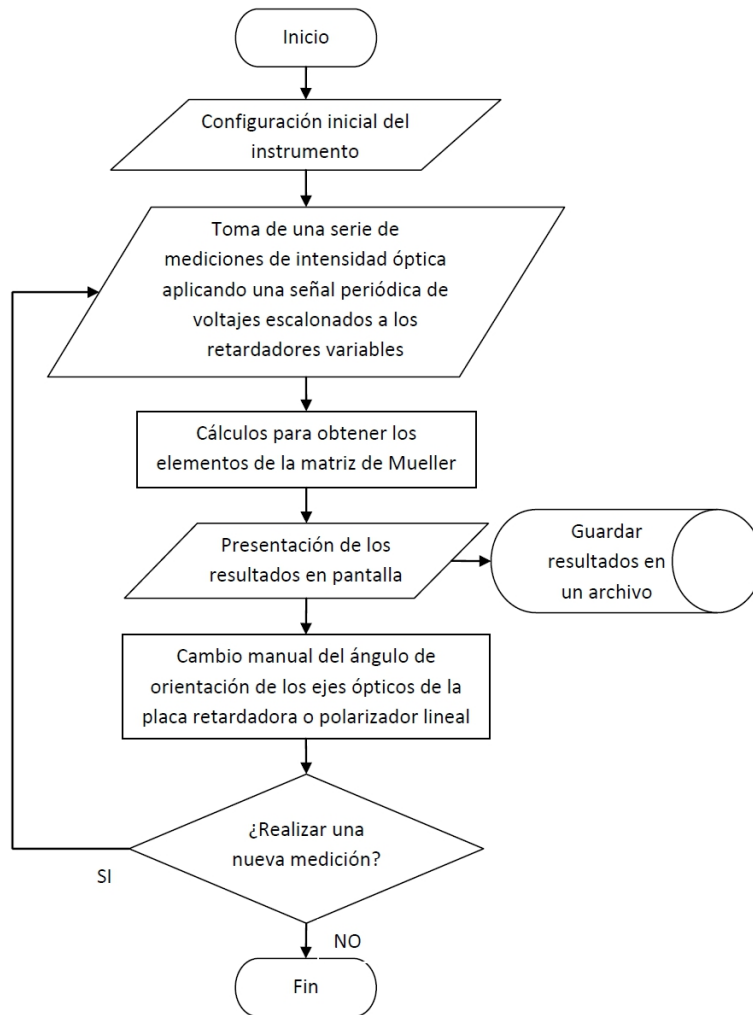


Figura A.19: Diagrama de flujo con la secuencia de las principales tareas que se realizan con este programa durante los experimentos.

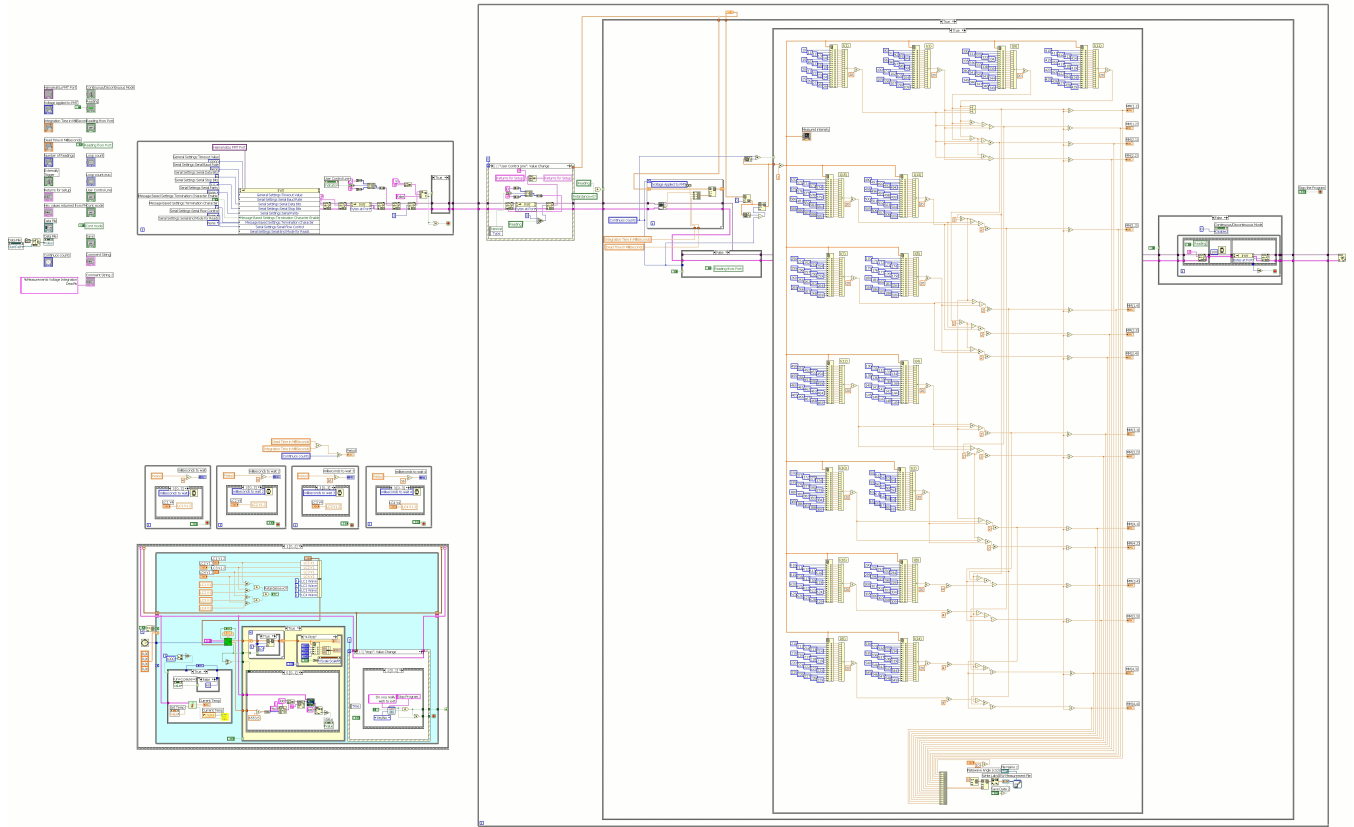


Figura A.20: Vista general del diagrama de bloques.