



UNIVERSIDAD DE CONCEPCIÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS

BIRREFRINGENCIA INTRANÚCLEO Y CONTROL DE FASE INTERNÚCLEO EN FIBRAS MULTINÚCLEO MEDIANTE CONTROLADORES DE POLARIZACIÓN EN LÍNEA.

Por: Adheris Contreras

Tesis presentada a la Facultad de Física de la Universidad de Concepción
para optar al grado académico de Magíster en Ciencias con Mención en
Física

Agosto 2026
Concepción, Chile

Profesor Guía: Stephen Walborn

AGRADECIMIENTOS

Quiero partir agradeciendo a las dos personas más importantes en mi vida: mis padres, Patricia Palma y Oscar Contreras, quienes desde siempre me han brindado un apoyo y cariño incondicionales a lo largo de mi vida. Agradezco a mi hermana Daniela Contreras, porque sé que siempre tendré a una persona a la cual podré ir a molestar cuando lo necesite. A mi hermano Mauro Contreras y a mi cuñada Alejandra Robles, por su constante respaldo y cariño; y a mis lindas sobrinas Bianca y Emma, por siempre brindarme una sonrisa cada vez que las veo.

Gracias a mis abuelos María Mora y Germán Palma por formar la maravillosa familia a la que tuve suerte de pertenecer. A mis tíos Germán, Michelle, Carlos, Felicia, Antonio, Silvia, Yovanna y Erika, por su apoyo y enorme cariño a lo largo de estos años. A mis primos Amaro, Diego y Nicole, por las infaltables risas y las partidas de Brawl Stars los fines de semana. Y a mi roommate Vicky Leal, por todas las conversaciones y oncesitas que compartimos juntos.

Agradezco especialmente a mi profesor guía, Steve Walborn, por estar siempre dispuesto a responder mis dudas, por su paciencia y por apoyarme durante mi etapa académica. No es solo un ejemplo para mí de cómo ser un buen profesor, sino también un referente de cómo ser una gran persona.

Gracias a mi amiga de toda la vida, Javiera Sandoval, por tu incondicional compañía a lo largo de los años, cada vez que nos juntábamos a tomar un café y conversar, siempre alegrabas mi día. Gracias a mis amigos Tomás Moraga, Constanza Rivas y Constanza Vargas, por escucharme cada vez que los necesite, por apoyarme y estar ahí para mí en los buenos y malos momentos. No sé qué habría sido de mí en estos años universitarios sin su compañía y de verdad espero que sigamos siendo amigos hasta que seamos abuelitos.

Gracias a mis padres adoptivos, Jorge Escandón y Leticia Tacca, por ser una ayuda vital en mi desarrollo como persona y profesional. Gracias, Jorge, por las partidas de tenis de mesa y por las profundas conversaciones, y gracias, Leticia, por tu guía durante los experimentos.

Gracias a Diego Farias y Sebastián Pulgares, por las conversaciones, por las salidas,

por los almuerzos donde la tía piñi y por su compañía en momentos en donde solo necesitaba sentarme a conversar. Gracias también a mis compañeros: Oswaldo, Lucas, Fran, Águila y Luciano, por las risas compartidas en los viajes.

Gracias a mis amigos y compañeros de generación: Daniel Jiménez, Lilianne Tapia, Alejandro Saavedra, Cielo Ramírez y Luis Felipe Urrutia por las risas, las tardes en discord, los viajes y el apoyo durante todos estos años universitarios.

Agradecer también la grata sorpresa que tuve durante casi la finalización de mi carrera universitaria, a mis compañeros del taller de teatro, quienes, sin saberlo, simplemente con su forma de ser, me han salvado en muchos ámbitos de mi vida cuando más lo necesitaba. Gracias por entregarme un lugar seguro en donde pudiera expresarme.

Gracias a mis compañeros de laboratorio: Javier Parra, Kei Sawada, Nelson Villalba, Nayda, Leticia Tacca, Alejandro Muñoz y Jorge, por el aprendizaje y apoyo constante cuando los experimentos no salían como esperábamos. Gracias también a los profesores Esteban Sepúlveda, Gustavo Cañas, Gustavo Lima, Carla Hermann y Gustavo Santos, por su ayuda en la realización del experimento.

Gracias a mis compañeros de la sala de postgrado: Danilo, Evangelo, Benjamín, Yan Yan y Amaro por las infaltables risas, cahuines y conversaciones que compartimos en la sala. También agradezco a las personas que conocí a lo largo de la carrera de física: Pedro Contreras, Jorge Widi y Camilo, por su grata compañía. Y muchas gracias a las secretarías Julia Herrera y Soledad por su excelente disposición y su constante ayuda a los estudiantes de la carrera.

Agradezco a la Agencia Nacional de Investigación y Desarrollo (ANID) y al Millennium Institute for Research in Optics (MIRO) por el financiamiento durante estos años.

Gracias, Tapsin día/noche, porque estuve enfermo casi toda la etapa final de escritura y, sin este medicamento, me pregunto qué hubiera sido de mi persona y de esta tesis.

Estoy muy agradecido con todas las personas mencionadas, pues me entregaron un lugar en donde pudiera ser yo mismo; siempre me sentiré una persona muy afortunada de tenerlos en mi vida y tener un ambiente sano en donde tuve la

posibilidad de crecer. Gracias.

Resumen

El control de la fase relativa entre núcleos en fibras multinúcleo (MCF) es fundamental para aplicaciones en interferometría y circuitos fotónicos integrados. Sin embargo, esta varía durante la propagación debido a factores ambientales e imperfecciones de la fibra, resultando difícil de controlar sin interrumpir la transmisión de la luz. En este trabajo se propone el uso de un *in-line polarization controller* (IPC) para modular y controlar la fase relativa entre los núcleos mediante la aplicación de presión mecánica controlada sobre una MCF de cuatro núcleos. Para ello se desarrolló un modelo teórico basado en un disco bajo compresión diametral, el cual permitió estudiar la retardancia intranúcleo y la fase internúcleo para posteriormente compararlas cualitativamente con las mediciones obtenidas mediante polarimetría e interferometría. La polarimetría permitió estimar la retardancia intranúcleo a partir de la longitud de la trayectoria de los estados de polarización, revelando pequeñas diferencias de birrefringencia entre núcleos de $7,3^\circ \pm 3,5^\circ$. Por otra parte, la interferometría permitió caracterizar la fase internúcleo. Con la polarización de entrada alineada con el eje de tensión, el experimento demostró que el IPC puede actuar como un desfasador internúcleo puro, proporcionando una fase internúcleo de al menos $\approx 20^\circ$ y alcanzando $\approx 49^\circ$ para entrada con polarización vertical. Estos resultados muestran que un dispositivo comercial como el IPC puede utilizarse como modulador de fase de forma integrada en MCF, constituyendo una alternativa de bajo costo, fácil integración y con potencial para aplicaciones en sistemas de información cuántica.

Palabras clave – Fibra multinúcleo, *in-line polarization controller*, modulación de fase, birrefringencia, interferometría, polarimetría

Abstract

Controlling the relative phase between cores in multicore fibers (MCFs) is essential for applications in interferometry and integrated photonic circuits. However, this phase varies during propagation due to environmental perturbations and fiber imperfections, making it difficult to control without interrupting light transmission. In this work, we propose the use of an in-line polarization controller (IPC) to modulate and control the relative phase between cores by applying controlled mechanical pressure to a four-core MCF. To this end, a theoretical model based on a disk under diametral compression was developed to study the intracore retardance and the inter-core phase, which were subsequently compared qualitatively with measurements obtained from polarimetry and interferometry. Polarimetry was used to estimate the intracore retardance from the trajectory length of the polarization states, revealing small birefringence differences between the cores of $7,3^\circ \pm 3,5^\circ$. In addition, interferometry enabled direct characterization of the inter-core phase. With the input polarization aligned with the stress axis, the experiment demonstrated that the IPC acts as a pure inter-core phase shifter, producing an inter-core phase shift of at least $\approx 20^\circ$ and reaching $\approx 49^\circ$ for vertically polarized input. These results demonstrate that a commercial IPC can be integrated into MCFs as a phase modulator, providing a low-cost, easily implementable solution with potential applications in quantum information systems.

Keywords – Multicore fiber, in-line polarization controller, phase modulation, birefringence, interferometry, polarimetry

Índice general

AGRADECIMIENTOS	I
Resumen	IV
Abstract	V
1. Introducción	1
2. Hipótesis y Objetivos	5
2.1. Hipótesis	5
2.2. Objetivo general	5
2.3. Objetivos específicos	5
3. Marco Teórico	6
3.1. Polarización	6
3.1.1. Parámetros de Stokes	8
3.1.2. Esfera de Poincaré	11
3.2. Representación de un estado de polarización	12
3.3. Fibra Óptica	13
3.3.1. Fibra Mono modo	13
3.3.1.1. Funcionamiento y composición de la fibra óptica .	13
3.3.1.2. Apertura numérica y Frecuencia Normalizada . .	14
3.3.1.3. Birrefringencia y efectos en la polarización	15
3.3.2. Fibra Multinúcleo	16
3.3.2.1. Divisores de haz multinúcleo	16
3.4. Interferómetros	17
3.4.1. Interferómetro Mach-Zehnder	18
3.5. Distribución de Tensiones en Fibras Ópticas	18
3.5.1. Vector de tracción y tensor de estrés	18
3.5.2. Esfuerzos principales	19
3.5.3. Plano de estrés	20
3.5.4. Soluciones de Flammant	24
4. Metodología	26
4.1. Control de polarización en una fibra multinúcleo	26

4.1.1.	Optimización y control del estado de polarización.	26
4.1.2.	Presión mediante el IPC	27
4.1.3.	Medición del estado de polarización	27
4.1.4.	Procedimiento experimental	29
4.1.5.	Optimización del sistema	29
4.1.6.	Etapas ajuste polarización	29
4.2.	Mediciones de fase	30
4.2.1.	Optimización y Preparación de estados	30
4.2.2.	Presión del IPC	31
4.2.3.	Medición	31
4.2.4.	Optimización y ajuste del sistema	31
5.	Modelo Teórico	33
5.1.	Distribución de Tensiones	33
5.1.1.	Límite r pequeño	36
5.1.2.	Límite r grande	38
5.2.	In-Line Polarization Controller	39
5.3.	Relación entre retardancia intra-núcleo y fase inter-núcleo	43
6.	Análisis de Resultados Experimentales	46
6.1.	Experimento Polarización	46
6.1.1.	Estabilización de la polarización	49
6.2.	Experimento de Interferometría	50
6.2.1.	Fase Relativa entre núcleos	54
6.3.	Origen de las fases	56
6.4.	Comparación entre ambos métodos	57
7.	Trabajos a Futuro	59
8.	Conclusión	61
	Bibliography	63
	Appendices	67
A.		67
A1.	Polarización	67
B.		68
B1.	Cálculo de Incertidumbres	68
B1.1.	Error métrica	70
C.		72
C1.	Sistema de Control del motor	72
C1.1.	Conexión Driver y Arduino	72
C1.2.	Configuración Micropasos	73
C1.3.	Código Arduino	74

Índice de cuadros

5.2.1. Vectores de Stokes para diferentes ángulos de orientación θ del IPC	42
6.2.1. Modulación de fase entre núcleos $\delta\varphi$ (en grados) extraída de la media de tres ejecuciones experimentales independientes, para los dos detectores (D1, D2) y ambas polarizaciones de entrada (V, H). A es la mitad de la modulación de conteo pico a pico impulsada y $2I_0$ es el rango completo de interferencia de franjas. El valor extremo $\delta\varphi$ se obtiene de la Ec. (6.2.6), y el límite inferior independiente del punto de operación $\delta\varphi_{\text{mín}}$ de la Ec. (6.2.9). Las incertidumbres en $\delta\varphi$ son estadísticas, propagadas desde A y $2I_0$. Para la entrada H el pico espectral es comparable al fondo de deriva, por lo que los valores H de $\delta\varphi$ deben leerse como límites superiores. Los errores fueron calculados en el apéndice B1.	56

Índice de figuras

3.1.1.Elipse rotada en un ángulo de orientación Ψ	8
3.1.2.Representación de un estado de polarización en la esfera de Poincaré mediante los ángulos de orientación ψ y elipticidad χ	12
3.3.1.Partes que componen una fibra óptica: núcleo, revestimiento, recubrimiento exterior y cubierta.	14
4.1.1.Montaje experimental para la caracterización de la polarización en MCF. PC: controlador de polarización, SMF: fibra monomodo, MCF: fibra multinúcleo, DM: multiplexador de SMF a MCF, PBS: divisor de haz polarizador, QWP: placa de cuarto de onda, HWP: placa de media onda.	27
4.1.2.Ubicación y numeración de los núcleos de la MCF. Los colores indican las distintas orientaciones de la presión aplicada por el IPC: rojo y rosado corresponden a presiones horizontales, azul y celeste a presiones diagonales, y verde a una presión vertical.	28
4.1.3.Direcciones del pistón: a)horizontal izquierda, b)diagonal izquierda, c)vertical, d)diagonal derecha, e)horizontal derecha	28
4.2.1.Montaje experimental para analizar los cambios de fase inducidos por el IPC en una fibra multinúcleo. PC: controlador de polarización, SMF: fibra monomodo, MCF: fibra multinúcleo, DM: multiplexador de fibra, PBS: divisor de haz polarizador, QWP: placa de cuarto de onda, HWP: placa de media onda.	30
5.1.1.Las curvas continuas muestran los componentes de tensión dados en las ecuaciones (5.1.6) (líneas azules), (5.1.7) (líneas naranjas) y (5.1.8) (líneas verdes) en función de $x/R = y/R$. Las líneas discontinuas muestran los mismos parámetros en el origen, correspondientes a una fibra monomodo. El recuadro muestra un acercamiento de la región cercana a $x/R = y/R = 0$, correspondiente al límite de r pequeño.	36
5.1.2.Representación de tensiones para el régimen r pequeño. Los círculos rojos corresponden a la posición de los núcleos para el IPC aplicando presión en dirección vertical.	37

5.1.3.Representación de tensiones para el régimen r grade. Los círculos rojos corresponden a la posición de los núcleos para el IPC aplicando presión en dirección diagonal y los núcleos azules representan una dirección vertical.	39
5.2.1.Eschema del ángulo θ en función de la dirección de la presión del IPC	40
5.2.2.Modelo teórico del IPC en una fibra mono-modo, al aplicar presión de forma vertical (línea verde), forma diagonal derecha (azul), diagonal izquierda (celeste) y horizontales (rojo)	43
6.1.1.Cambios de polarización para el estado circular derecha por cambios inducidos por el IPC. Las líneas verdes corresponden a presión vertical, las azules a presiones diagonales, y las rojas y rosadas a presiones horizontales.	46
6.1.2.Cambios de polarización para el estado circular izquierda por cambios inducidos por el IPC. Las líneas verdes corresponden a presión vertical, las azules a presiones diagonales, y las rojas y rosadas a presiones horizontales.	47
6.1.3.Métrica acumulativa D_K de los núcleos 1 y 4 cuando el IPC está alineado en (a) dirección vertical y (b) dirección diagonal para una polarización inicial circular derecha. El eje horizontal representa el índice de medición k registrado por el polarímetro. Las líneas discontinuas son ajustes polinómicos a los datos. Las regiones sombreadas representan las bandas de incertidumbre estimadas por propagación de error estándar asumiendo mediciones independientes.	49
6.1.4.Diferencia neta entre los ajustes del gráfico 6.1.3 para una presión vertical. La diferencia neta entre los ajustes para los núcleos 1 y 4, evaluada en el punto de máxima presión (15,5 vueltas), es $\delta_1 - \delta_4 \approx 0,127$ rad.	50
6.1.5.Parámetro de Stokes S_1 para los núcleos 1 (café) y 4 (azul), en función de las vueltas del tornillo del IPC, para polarizaciones iniciales horizontal y vertical, bajo presión vertical del IPC.	51
6.2.1.Evolución temporal de las cuentas de fotones bajo la acción del IPC en posición vertical, con una polarización de entrada horizontal en los núcleos 1 y 4. Las cuentas en los detectores (azul y naranja) muestran las oscilaciones de fase inducidas mecánicamente en la fibra multi-núcleo. Las líneas verticales indican la posición del tornillo en las vueltas 12.5 (verde) y 15.5 (negro). Las subfiguras muestran la reproducibilidad del sistema tras tres mediciones consecutivas.	52

6.2.2.Evolución temporal de las cuentas de fotones bajo la acción del IPC en posición vertical, con una polarización de entrada vertical en los núcleos 1 y 4. Las cuentas en los detectores (azul y naranja) muestran las oscilaciones de fase inducidas mecánicamente en la fibra multi-núcleo. Las líneas verticales indican la posición del tornillo en las vueltas 12.5 (verde) y 15.5 (negro). Las subfiguras muestran la reproducibilidad del sistema tras tres mediciones consecutivas.	52
6.2.3.Promedio de los módulos de las Transformadas Discretas de Fourier (DFT) en los detectores D1 y D2, para polarización vertical (líneas continuas) y horizontal (líneas discontinuas). La frecuencia esperada del motor es $f_{\text{mot}} = 1/60 \text{ Hz} \approx 0,0167 \text{ Hz}$ y está indicada por la línea discontinua roja vertical.	53
C1.1.Diagrama de conexiones de motor a pasos NEMA 17, en configuración de ánodo común.	72

Capítulo 1

Introducción

Para transmitir la luz entre distintos puntos es necesario enfocarla mediante elementos tales como espejos y lentes. Sin embargo, la propagación en espacio libre presenta limitaciones asociadas a la difracción, a la dispersión y a las perturbaciones externas. Como alternativa, se desarrollaron las guías de onda ópticas, estructuras dieléctricas capaces de confinar y transportar la luz a largas distancias mediante la reflexión interna total (1). Entre las distintas tecnologías de guiado óptico, las fibras ópticas se han consolidado como una solución predominante para la transmisión eficiente de luz (2).

Las fibras ópticas son una herramienta esencial en la infraestructura de telecomunicaciones, ya que constituyen el principal canal de transmisión de las comunicaciones ópticas (3). Su uso en comunicaciones presenta ventajas como bajas pérdidas por inserción, inmunidad a la interferencia electromagnética y un amplio ancho de banda (2). Estas características, junto con su tamaño compacto y su flexibilidad, facilitan su integración en sistemas experimentales (4).

A pesar de estas ventajas, la información que pueden transmitir las fibras monomodo está llegando al límite físico de su capacidad, conocido como capacity crunch (5). En respuesta a esta limitación, la multiplexación por división espacial (SDM) ha surgido como una de las principales estrategias, proponiendo utilizar fibras diseñadas que pueden soportar distintos canales ópticos para aumentar las capacidades de multiplexación (6). Una de las tecnologías SDM es la fibra multinúcleo (MCF), que contiene varios núcleos dentro de un mismo revestimiento (7). Las MCF permiten transmitir múltiples canales independientes dentro de un

mismo revestimiento, otorgando mayor integración y robustez. Además, poseen mayor estabilidad de fase relativa que las fibras independientes debido a que todos los núcleos comparten un mismo entorno (8). Estas cualidades han hecho que las MCF sean ampliamente utilizadas en protocolos de información cuántica (3), donde se ha comprobado que las fibras multinúcleo son capaces de transmitir estados entrelazados en diversos grados de libertad, tales como trayectoria, time-bin y polarización (9; 10; 11), así como su implementación en distribución cuántica de claves (12; 13; 14). Asimismo, debido a su estructura adaptable, las MCF han encontrado aplicaciones en el área de sensores (15), de temperatura (16; 17; 18), presión (17) y dirección de curvatura (19).

Uno de los desafíos de estas nuevas tecnologías consiste en desarrollar métodos eficientes para controlar la polarización. Convencionalmente, la polarización puede manipularse mediante controladores de polarización en fibra, los cuales utilizan curvaturas y torsiones controladas para inducir birrefringencia y modificar el estado de polarización (20; 21). De este modo, es posible transformar los estados de polarización mediante perturbaciones mecánicas aplicadas a la fibra. No obstante, estos dispositivos no resultan adecuados para las MCF, ya que la respuesta de cada núcleo a dichas perturbaciones depende de su posición y orientación dentro de la fibra, por lo que cada núcleo experimenta una transformación distinta del estado de polarización, dificultando el control simultáneo y uniforme de todos los caminos.

Otro de los desafíos consiste en controlar la fase entre los canales independientes. En sistemas convencionales, los métodos de estabilización de fase activa se basan en separar los caminos de la luz en diferentes fibras, lo que requiere utilizar controladores de polarización y fase de forma independiente para cada camino (22; 23; 24). Esto limita la escalabilidad del montaje experimental debido a la pérdida por inserción introducida por los distintos componentes ópticos. En este contexto, las MCF poseen una mayor estabilidad de fase entre núcleos (8), siendo una ventaja frente a fibras mononúcleo. Sin embargo, esta estabilidad no elimina completamente las fluctuaciones relativas de fase, debido a perturbaciones mecánicas o ambientales, por lo que aún es necesario implementar esquemas de estabilización activa. Recientemente, se ha implementado un esquema de estabilización activa de fase para redes cuánticas, utilizando canales cuánticos y clásicos simultáneamente (25). No obstante, este método requiere componentes

adicionales para su funcionamiento, tales como múltiples fuentes láser, aumentando el costo y la complejidad del sistema.

El *in line polarization controller* (IPC) (26; 27) funciona aplicando un esfuerzo mecánico de forma uniforme a una sección de la fibra, lo que genera birrefringencia y modifica el estado de polarización y la fase de la luz (28; 29). Al aplicar presión sobre una sección de la fibra, la fuerza se transmite simultáneamente a todos los núcleos, permitiendo modificar la fase relativa entre los distintos canales. Por esta razón, se propone el uso de los IPC para el control de fase y polarización en fibras multinúcleo, pues tienen la ventaja de que pueden ser integrados de forma directa a los circuitos, presentando una baja pérdida por inserción.

El campo de tensiones y su distribución en la fibra han sido estudiados previamente en fibras mononúcleo (30), en fibras mantenedoras de polarización (31), en fibras multinúcleo mediante redes de Bragg (32) y mediante el análisis de tensiones inducidas por cambios de temperatura (33). Sin embargo, estos estudios se han enfocado principalmente en la caracterización de tensiones como mecanismo de sensado o para el análisis del comportamiento mecánico de la fibra, mientras que el estudio del campo de tensiones en fibras multinúcleo para su uso en control de polarización y fase de canales independientes aún no ha sido estudiado en profundidad. Con este objetivo se propone estudiar la distribución de tensiones que genera un IPC aplicado sobre una fibra multinúcleo. Comprender este mecanismo es un paso necesario para desarrollar sistemas de control óptico más compactos, escalables e integrables en MCF.

El trabajo se estructura de la siguiente manera: en el Capítulo 2 se detalla el marco teórico necesario para comprender el concepto de polarización e interferencia, el funcionamiento de una fibra óptica y las tensiones que se provocan en ella al aplicar presión. Posteriormente, en el Capítulo 3 se describe la metodología de los experimentos que se emplearon para la caracterización de la polarización y la fase en MCF, mientras que en el Capítulo 4 se exponen los modelos teóricos de la distribución de tensiones en una fibra y el funcionamiento del IPC. En el Capítulo 5 se analizan y discuten los resultados de los experimentos frente a las predicciones teóricas, incluyendo estimaciones de fase a partir de los experimentos, comparando ambos métodos empleados para la estimación de la fase. Por último, en el Capítulo 6 se proponen trabajos a futuro y optimizaciones para los montajes experimentales. Finalmente, el Capítulo 7 presenta las conclusiones generales del

estudio.

Capítulo 2

Hipótesis y Objetivos

2.1. Hipótesis

Si un *in-line polarization controller* induce birrefringencia en una fibra mononúcleo, entonces, al aplicarlo sobre una fibra multinúcleo, el campo de tensiones generado podría afectar de manera diferente a cada núcleo, produciendo cambios en la fase relativa entre ellos y permitiendo utilizar el dispositivo como un controlador de fase integrado.

2.2. Objetivo general

- Implementar y caracterizar un *in-line polarization controller* en una fibra multinúcleo como método de control de la polarización y de la fase relativa entre los núcleos.

2.3. Objetivos específicos

- Analizar un modelo teórico de distribución de tensiones inducidas por un *in-line polarization controller* en una fibra multinúcleo.
- Caracterizar los cambios en el estado de polarización inducidos por un *in-line polarization controller* en cada núcleo de una fibra multinúcleo.
- Demostrar la modulación de la fase relativa entre núcleos mediante un *in-line polarization controller* en una fibra multinúcleo.

Capítulo 3

Marco Teórico

3.1. Polarización

En esta sección se realizará una descripción breve del razonamiento para la representación de los estados de polarización en la esfera de Poincaré utilizando el formalismo de (34).

Las ecuaciones de Maxwell son la base de todos los estudios ópticos. Describen la propagación de las ondas electromagnéticas en cualquier medio. En el vacío las ecuaciones están dadas por:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{E} &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\end{aligned}\tag{3.1.1}$$

En ausencia de cargas y corrientes, es posible derivar la forma estándar de la ecuación de onda para los campos $\vec{E}$ y $\vec{B}$:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2},\tag{3.1.2}$$

$$\nabla^2 \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}\tag{3.1.3}$$

Las soluciones de estas ecuaciones corresponden a ondas electromagnéticas que se propagan a la velocidad de la luz $c = 1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$,

Una solución explícita para la ecuación de onda en el caso de una onda plana monocromática que se propaga en la dirección z , tiene la forma (34):

$$\vec{E}(z, t) = \text{Re} \left\{ \vec{E}_0 e^{i(\omega t - kz)} \right\} \quad (3.1.4)$$

Donde k es el vector de propagación, ω es la frecuencia angular y $\vec{E}_0$ es la amplitud y dirección del campo eléctrico. Debido a que la onda se propaga en el eje z , la oscilación del campo eléctrico solo puede estar en el plano transversal xy . Las amplitudes relativas y las diferencias de fase entre las componentes x e y del campo eléctrico determinan el estado de polarización de la onda.

Considerando la parte real de la solución de la solución anterior, las componentes x e y del campo son descritas por:

$$E_x(t) = E_{0x} \cos(\omega t + \delta_x), \quad (3.1.5)$$

$$E_y(t) = E_{0y} \cos(\omega t + \delta_y) \quad (3.1.6)$$

Tomando el cuadrado de estas ecuaciones, sumando y restando términos, se llega a una relación entre E_x y E_y :

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 - 2 \frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (3.1.7)$$

Esta es la ecuación general de la elipse rotada en el plano xy , como se muestra en la figura 3.1.1. La forma de la elipse depende de la diferencia de fase $\delta = \delta_y - \delta_x$ y de las amplitudes E_{0x} y E_{0y} .

Es óptimo expresar la elipse en función de su *ángulo de orientación* ψ , el cual indica la orientación de la elipse respecto del eje x , y su *ángulo de elipticidad* χ , que caracteriza la relación entre los ejes menor y mayor de la elipse de polarización. Estos ángulos permiten representar la polarización mediante los parámetros de Stokes y su representación geométrica en la esfera de Poincaré, y se pueden expresar en términos de las amplitudes E_{0x} , E_{0y} y de la fase relativa δ .

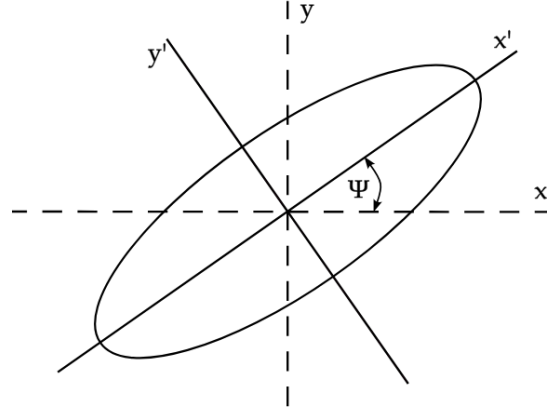


Figura 3.1.1: Elipse rotada en un ángulo de orientación Ψ

$$\tan 2\psi = \frac{2E_{0x}E_{0y} \cos \delta}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \quad (3.1.8)$$

$$\sin 2\chi = \frac{2E_{0x}E_{0y} \sin \delta}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \quad (3.1.9)$$

3.1.1. Parámetros de Stokes

Si bien la ecuación de la elipse describe la polarización del campo eléctrico, esta representación es solo para un instante dado. En la práctica, es necesario caracterizar la luz en términos de observables, y analizar su evolución estadística en el transcurso del tiempo. Dado que la amplitud no es medible directamente en un montaje experimental, la polarización se describe en términos de la intensidad, la cual se define como el promedio temporal del cuadrado de las componentes del campo eléctrico.

Considerando la ecuación de la elipse para una onda monocromática, en donde las amplitudes y las fases son constante todo el tiempo.

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2} - \frac{2E_x(t)E_y(t)}{E_{0x}E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (3.1.10)$$

con $\delta = \delta_y - \delta_x$. Dada la periodicidad de $E_x(t)$ e $E_y(t)$, se realiza un promedio

solo durante un periodo de oscilación, así

$$\frac{\langle E_x^2(t) \rangle}{E_{0x}^2} + \frac{\langle E_y^2(t) \rangle}{E_{0y}^2} - \frac{2\langle E_x(t)E_y(t) \rangle}{E_{0x}E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (3.1.11)$$

Donde,

$$\langle E_i(t)E_j(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_i(t)E_j(t)dt, \quad i, j = x, y \quad (3.1.12)$$

Multiplicando por $4E_{0x}^2E_{0y}^2$

$$4E_{0y}^2\langle E_x^2(t) \rangle + 4E_{0x}^2\langle E_y^2(t) \rangle - 8E_{0x}E_{0y}\langle E_x(t)E_y(t) \rangle \cos \delta = (2E_{0x}E_{0y} \sin \delta)^2 \quad (3.1.13)$$

Los promedio de los campos están dados por:

$$\begin{aligned} \langle E_x^2(t) \rangle &= \frac{1}{2}E_{0x}^2, \\ \langle E_y^2(t) \rangle &= \frac{1}{2}E_{0y}^2, \\ \langle E_x(t)E_y(t) \rangle &= \frac{1}{2}E_{0x}E_{0y} \cos \delta, \end{aligned} \quad (3.1.14)$$

Sustituyendo los valores anteriores, la ecuación queda:

$$2E_{0x}^2E_{0y}^2 + 2E_{0x}^2E_{0y}^2 - (2E_{0x}E_{0y} \cos \delta)^2 = (2E_{0x}E_{0y} \sin \delta)^2 \quad (3.1.15)$$

Se quiere expresar el resultado final en términos de la intensidad. Agrupando términos la ecuación queda:

$$(E_{0x}^2 + E_{0y}^2)^2 = (E_{0x}^2 - E_{0y}^2)^2 + (2E_{0x}E_{0y} \cos \delta)^2 + (2E_{0x}E_{0y} \sin \delta)^2 \quad (3.1.16)$$

Podemos expresar la ecuación anterior como:

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (3.1.17)$$

Donde los parámetros S_i están definidos como:

$$\begin{aligned} S_0 &= E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ S_1 &= E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ S_2 &= 2E_{0x}E_{0y}\cos\delta \\ S_3 &= 2E_{0x}E_{0y}\sin\delta \end{aligned} \tag{3.1.18}$$

Estos 4 parámetros son los parámetros de Stokes para una onda plana. Son los observables de la elipse de polarización. El primer parámetro, S_0 describe la intensidad total de la luz. S_1 describe la cantidad de polarización lineal horizontal o vertical. S_2 describe la cantidad de polarización diagonal (+45) o antidiagonal (-45). Y S_3 describe la cantidad de polarización circular, derecha o izquierda.

Los parámetros de Stokes pueden ser descritos en una matriz columna de la forma:

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \tag{3.1.19}$$

En donde se pueden destacar 3 polarizaciones importantes. La polarización lineal esta dada cuando E_{0y} o E_{0x} son iguales a 0:

$$\vec{S} = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ \pm 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{3.1.20}$$

Con $I_0 = E_{0x}^2$ o $I_0^2 = E_{0y}^2$

La polarización diagonal ocurre cuando $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ y con $\delta = 0$ o $\delta = 180^\circ$

$$\vec{S} = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \pm 1 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{3.1.21}$$

Con $I_0 = 2E_0^2$

Y la polarización circular ocurre cuando $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ y con $\delta = 90^\circ$ o $\delta = -90^\circ$

$$\vec{S} = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \quad (3.1.22)$$

Con $I_0 = 2E_0^2$

Los parámetros permiten describir el grado de polarización P de cualquier estado de polarización. Por definición,

$$P = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \frac{(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{\frac{1}{2}}}{S_0}, \quad 0 \leq P \leq 1 \quad (3.1.23)$$

Donde I_{pol} es la intensidad de las sumas de las componentes de la polarización y I_{tot} es la intensidad total del haz. El valor $P = 1$ corresponde a luz completamente polarizada, $P = 0$ corresponde a luz no polarizada, y $0 < P < 1$ corresponde a luz parcialmente polarizada.

3.1.2. Esfera de Poincaré

Estos parámetros forman un vector (S_1, S_2, S_3) que al normalizarlo, se puede visualizar sobre la *esfera de Poincaré* 3.1.2, una representación geométrica que permite visualizar cambios en la polarización (como los inducidos por la birrefringencia en una fibra) como rotaciones geométricas sobre la esfera.

Usando los parámetros 3.1.8 y 3.1.9 para escribir los parámetros de Stokes, tenemos las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} S_2 &= S_1 \tan 2\psi \\ S_3 &= S_0 \sin 2\chi \end{aligned} \quad (3.1.24)$$

Reemplazando estas relaciones en 3.1.17 podemos expresar los parámetros como:

$$S_1 = S_0 \cos(2\chi) \cos(2\psi), \quad (3.1.25)$$

$$S_2 = S_0 \cos(2\chi) \sin(2\psi), \quad (3.1.26)$$

$$S_3 = S_0 \sin(2\chi). \quad (3.1.27)$$

Estas ecuaciones son iguales a las coordenadas esféricas si se cumple la siguiente condición con los ángulos:

$$\begin{aligned}\theta &= 90 - 2\chi \\ \phi &= 2\psi\end{aligned}\tag{3.1.28}$$

En esta esfera, los ángulos ψ y χ actúan como la longitud y latitud del vector de estado, respectivamente.

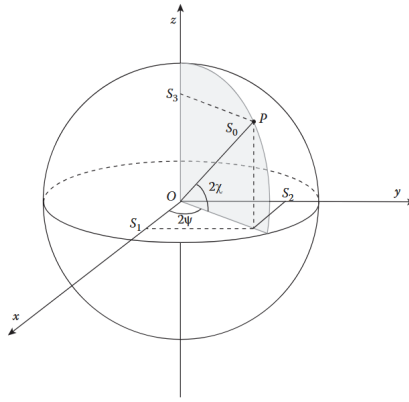


Figura 3.1.2: Representación de un estado de polarización en la esfera de Poincaré mediante los ángulos de orientación ψ y elipticidad χ .

Hasta este punto la polarización ha sido descrita mediante la óptica clásica. No obstante, los estados de polarización pueden representarse mediante el formalismo de la información cuántica. Por esta razón, en esta sección se utilizará dicho formalismo para describir los estados de polarización.

3.2. Representación de un estado de polarización

La polarización es un grado de libertad de un qubit, por lo que puede representarse por un estado cuántico. En esta sección se definirá un estado de polarización, su evolución temporal y su medición utilizando el formalismo descrito en (35).

Un estado puro de un qubit se define como la superposición de dos bases linealmente independientes:

$$|\psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle\tag{3.2.1}$$

donde $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. En este contexto, las bases $|0\rangle, |1\rangle$ pueden asociarse a estados de polarización ortogonales.

Otra forma de describir un estado puro es con la formulación del operador de densidad, definido por

$$\rho = |\psi\rangle \langle\psi| \quad (3.2.2)$$

Mientras que un estado mixto, representado por un ensamble de estados, puede definirse como

$$\rho = \sum_i p_i |\psi_i\rangle \langle\psi_i| \quad (3.2.3)$$

donde p_i es la probabilidad de que el sistema se encuentre en el estado $|\psi_i\rangle$. Esta formulación es útil pues permite describir estados puros y mixtos.

La evolución del estado se describe mediante una transformación unitaria. Para las matrices densidad, la evolución temporal está descrita por:

$$\rho' = U\rho U^\dagger \quad (3.2.4)$$

En este trabajo, el operador unitario representa la acción del IPC sobre la fibra, el cual introduce retardos de fase que modifican el estado de polarización.

La medición del estado se describe mediante operadores de medición asociados a las proyecciones sobre distintas bases de polarización. Experimentalmente, estas proyecciones son realizadas por el polarímetro.

Una vez establecido el formalismo para describir los estados de polarización, es necesario estudiar cómo estos se propagan a través de una fibra óptica; por esta razón, se revisarán los conceptos básicos para poder comprenderlo.

3.3. Fibra Óptica

3.3.1. Fibra Mono modo

3.3.1.1. Funcionamiento y composición de la fibra óptica

Las fibras ópticas se componen de cuatro partes: la cubierta, el recubrimiento exterior que protegen la fibra; el revestimiento y el núcleo, generalmente de vidrio de silicio; El núcleo tiene un diámetro de aproximadamente $9\mu\text{m}$. El funcionamiento

de una fibra óptica se basa en la ley de Snell y la reflexión interna total. El revestimiento tiene un índice de refracción menor que el núcleo y, con ángulos inferiores al ángulo crítico, la luz puede propagarse a través de la fibra, mediante repetidas reflexiones en el límite. En casi todos los casos, para las fibras de telecomunicaciones el núcleo y el revestimiento están hechos de vidrio de sílice (36).

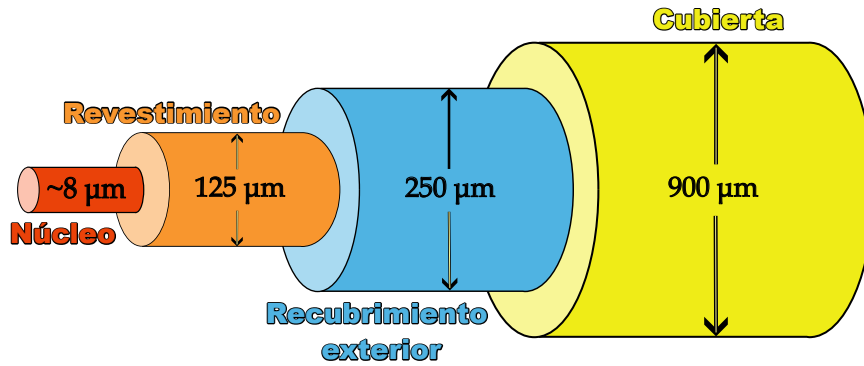


Figura 3.3.1: Partes que componen una fibra óptica: núcleo, revestimiento, recubrimiento exterior y cubierta.

3.3.1.2. Apertura numérica y Frecuencia Normalizada

La apertura numérica de una fibra óptica es el ángulo máximo que un rayo incidente puede formar con el eje de la fibra para ser guiado a través de ella. Está dado por la diferencia entre los índices de refracción del núcleo y del revestimiento (37):

$$AN = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = n_3 \sin \theta_3 \quad (3.3.1)$$

Donde n_1, n_2 corresponden a los índices de refracción del núcleo y revestimiento respectivamente. n_3 y θ_3 corresponden al índice de refracción del aire y al ángulo de incidencia. Mientras mayores sean las diferencias en los índices de refracción, aumenta la AN y permiten ángulos de aceptación mayores: guían la luz con mayor intensidad.

Los modos ópticos son la distribución del campo electromagnético en el plano transversal de propagación. Existen las fibras monomodo y multimodo, como el nombre indica, las fibras monomodo admiten un modo de propagación mientras que las multimodo admiten varios modos.

Una frecuencia normalizada V de las fibras ópticas entrega información acerca del numero de modos ópticos que se pueden propagar en la fibra. La frecuencia normalizada esta dada por

$$V = AN \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (3.3.2)$$

Donde a es el radio del núcleo de la fibra y λ es la longitud de onda del espacio libre. Para fibras monomodo, este valor debe ser menor o igual a 2.405 (38)

3.3.1.3. Birrefringencia y efectos en la polarización

Las fibras monomodo permiten dos modos simultáneamente, polarizados ortogonalmente. En fibras ideales, estos dos modos se propagan con la misma velocidad de fase, con constantes de propagación iguales $\beta_x = \beta_y$ y cualquier estado de polarización en la fibra se propagará sin cambios. Sin embargo, en las fibras reales existen imperfecciones, tales como núcleos no circulares, variaciones en los perfiles del índice de refracción y tensiones. Estas imperfecciones rompen la simetría circular y eliminan la degeneración de los modos. Entonces, los modos se propagan con diferentes velocidades de fase, y la diferencia entre sus índices de refracción efectivos se denomina birrefringencia de la fibra (38)

$$\beta_f = \frac{\lambda}{2\pi}(\beta_x - \beta_y) \quad (3.3.3)$$

Además, factores ambientales como la flexión, la torsión y el estrés anisotrópico también producen birrefringencia en la fibra (2).

Si se inyecta luz en la fibra de forma que se exciten ambos modos, uno de ellos se retrasará en fase con respecto al otro durante su propagación. Cuando esta diferencia de fase sea un múltiplo entero de 2π , los dos modos vibrarán y se reproducirá el estado de polarización de entrada (38).

3.3.2. Fibra Multinúcleo

Últimamente, la capacidad máxima de información que puede transmitir una fibra mononúcleo está llegando a un límite, conocido como crisis de capacidad (5). Por esta razón, se han buscado nuevos métodos para transmitir información. Uno de ellos es la multiplexación por división espacial (SDM), una de las principales tecnologías consideradas actualmente para superar la limitación de capacidad actual de las redes ópticas de telecomunicaciones. Consiste en fibras que pueden alojar más de un modo espacial óptico. Se dividen en dos categorías principales: la fibra multimodo dentro de un solo núcleo, que permite más de un modo de transmisión. La fibra multinúcleo corresponde a la fibra donde bajo el mismo revestimiento hay más de un núcleo, cada uno de los cuales se utiliza de forma independiente (7). La ventaja de las fibras multinúcleo es que presentan una fase relativa más estable entre los núcleos, al estar bajo el mismo revestimiento (39).

Las fibras multinúcleo pueden ser utilizadas para la propagación de camino de estados de qudits definidos como: (40)

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{k}} \sum_0^k e^{i\phi_k} |k\rangle \quad (3.3.4)$$

Donde $|k\rangle$ denota el estado del fotón transmitido por el k-ésimo núcleo, y ϕ_k es la fase relativa adquirida durante la propagación del k-ésimo núcleo.

3.3.2.1. Divisores de haz multinúcleo

Los divisores de haz multinúcleo (MBS) son dispositivos de interferencia multinúcleo que combinan coherentemente la luz de los núcleos de entrada. Estos MBS se crean mediante el ahusamiento de la fibra, lo que se logra calentando una pequeña región de la fibra mientras se aplica una tensión de estiramiento controlada. En consecuencia, la fibra se adelgaza en el centro de la región donde se aplica el calor, por lo que los núcleos se unen y la luz se filtra de un núcleo a los demás (6).

3.4. Interferómetros

Los interferómetros pueden clasificarse en diferentes categorías, entre ellas los interferómetros de dos haces, de múltiples haces y los interferómetros diferenciales. En esta sección se presenta una descripción general de la interferencia de dos haces y posteriormente se introduce el funcionamiento del interferómetro Mach-Zehnder.

En un interferómetro de dos haces, dos ondas ópticas se recombinan con una diferencia de fase relativa. La intensidad resultante depende de dicha diferencia de fase, permitiendo detectar pequeñas variaciones en la longitud óptica recorrida por cada haz. Considerando dos ondas monocromáticas propagándose en la misma dirección y con polarización en el mismo plano, superpuestas en un mismo punto, el campo eléctrico en este punto es (41):

$$E = E_1 + E_2 \quad (3.4.1)$$

La intensidad en ese punto está dada por

$$\begin{aligned} I &= |E_1 + E_2|^2 \\ &= |A_1|^2 + |A_2|^2 + A_1 A_2^* + A_1^* A_2, \\ &= I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos \Delta\phi \end{aligned} \quad (3.4.2)$$

Donde $A_1 = a_1 e^{-i\phi_1}$ y $A_2 = a_2 e^{-i\phi_2}$ son las amplitudes complejas de dos ondas y $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ es la diferencia de fase entre ellas.

Una medida del contraste de la interferencia es la visibilidad de las franjas de interferencia, que se define por la relación

$$\mathcal{V} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3.4.3)$$

Para este caso, la visibilidad queda como:

$$\mathcal{V} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (3.4.4)$$

3.4.1. Interferómetro Mach-Zehnder

El interferómetro Mach-Zehnder divide la luz incidente en dos caminos mediante un primer divisor de haz y la recombina mediante un segundo divisor. Para el caso de un interferómetro en fibra, esta función se realiza mediante dos divisores de haz en fibra 2x2: el primero divide la luz en los brazos de referencia y de señal, mientras que el segundo los recombina coherentemente para producir interferencia (42). Los interferómetros Mach-Zehnder en fibra pueden ser utilizados como sensores para medir curvatura (43) o temperatura (44).

Para un interferómetro balanceado, las intensidades de salida pueden escribirse como,

$$I = \bar{I} \pm I_0 \cos(\Delta\phi) \quad (3.4.5)$$

Donde $\bar{I}$ corresponde a la intensidad media, I_0 a la amplitud de la franja de interferencia y $\Delta\phi = \phi_s - \phi_r$ es la diferencia de fase entre ambos brazos. En el experimento desarrollado en este trabajo, $\Delta\phi$ corresponde a la diferencia de fase inducida entre los núcleos de la MCF.

3.5. Distribución de Tensiones en Fibras Ópticas

En esta sección se revisarán los contenidos necesarios para comprender el modelo teórico de la distribución de tensiones en una fibra, utilizando el formalismo de (45).

Cuando se aplica una fuerza externa sobre un material deformable, fuerzas internas son inducidas sobre el cuerpo. Estas fuerzas son continuas y se pueden dividir en 2 categorías: fuerzas de cuerpo, que son proporcionales a la masa del cuerpo, como la gravedad, y las fuerzas de superficie, resultantes del contacto entre cuerpos.

3.5.1. Vector de tracción y tensor de estrés

El vector de tracción $T^{(n)}$, está definido como la fuerza aplicada ΔF en una unidad de área pequeña ΔA , con vector unitario $\hat{n}$

$$T^{(n)}(x, n) = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F}{\Delta A} \quad (3.5.1)$$

$T^{(n)}(x, n)$ depende de la región escogida y de la orientación de $\hat{n}$, se puede estar estudiando una misma área, pero se pueden tener diferentes vectores T^n dependiendo del vector normal $\hat{n}$.

Ahora bien, si se considera el caso mas simple, en donde todos los vectores normales de ΔA coinciden con el eje de coordenadas, el vector de tracción queda definido por el tensor de estrés de Cauchy:

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z \end{pmatrix} \quad (3.5.2)$$

Los vectores normales $\{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$ siempre aplican presión de forma perpendicular a la cara o superficie en que actúan, en cambio, las tensiones cortantes $\{\tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yx}, \tau_{yz}, \tau_{zx}, \tau_{zy}\}$, el primer subíndice indica la superficie en donde está actuando y el segundo indica la dirección en donde actúa.

Sin embargo, estas ecuaciones son útiles para describir un modelo en donde los vectores normales de estrés están alineados con los ejes coordenados. En el caso de figuras en donde el plano tenga una orientación arbitraria. El vector de tracción se obtiene mediante la relación:

$$T_i^n = \sigma_{ij} n_j \quad (3.5.3)$$

Donde n_j son las direcciones de los cosenos del vector unitario $\vec{n}$ relativo al sistema de coordenada. Estas ultimas relaciones muestran una forma simple y directa para calcular las fuerzas en planos y superficies oblicuas.

3.5.2. Esfuerzos principales

El tensor de estrés de Cauchy contiene las componentes normales y cortantes que actúan sobre una superficie arbitraria. Sin embargo, existe una base especial que diagonaliza el tensor, es decir, las componentes cortantes se anulan y solo permanecen las componentes normales del tensor. Estas tensiones se denominan esfuerzos o tensiones principales y sus direcciones asociadas son las direcciones principales.

Esta situación es especialmente útil para tensores simétricos de segundo orden

que, en última instancia, representan la tensión y/o la deformación en un punto de un sólido elástico. Identifica las direcciones en las que el material está sometido únicamente a tracción o compresión pura, sin esfuerzo cortante.

Las tensiones principales corresponden a los valores propios del tensor, mientras que sus vectores propios corresponden a las direcciones principales. Por lo tanto, para cualquier tensor de tensión dado, se puede establecer el problema de valor principal y resolver la ecuación característica para determinar explícitamente los valores y direcciones principales. La ecuación característica general del tensor de tensión se convierte en

$$\det[\sigma_{ij} - \sigma \delta_{ij}] = -\sigma^3 + I_1 \sigma^2 - I_2 \sigma + I_3 = 0 \quad (3.5.4)$$

donde σ son las tensiones principales y los invariantes fundamentales del tensor de tensiones se pueden expresar en términos de las tres tensiones principales $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ como

$$\begin{aligned} I_1 &= \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 \\ I_2 &= \sigma_1 \sigma_2 + \sigma_2 \sigma_3 + \sigma_3 \sigma_1 \\ I_3 &= \sigma_1 \sigma_2 \sigma_3 \end{aligned} \quad (3.5.5)$$

En el sistema de coordenadas principal, la matriz de tensiones toma la siguiente forma diagonal:

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{pmatrix} \quad (3.5.6)$$

3.5.3. Plano de estrés

Debido a la complejidad de modelar las tensiones en 3 dimensiones, se realiza un análisis de aproximaciones bidimensionales en el plano xy, independientes del eje z. Se dividen en 2 categorías dependiendo de la geometría del objeto. En el estado plano de deformaciones, el objeto se extiende de forma infinita en el eje z. Mientras que en el plano de tensiones la longitud del objeto en el eje z es despreciable y se ignoran sus contribuciones.

Debido a la geometría de la fibra óptica, donde su longitud es mucho mayor que su diámetro, se considera la aproximación de "plano de deformaciones". Para este caso, el campo de deformación queda expresado como

$$u = u(x, y), \quad v = v(x, y) \quad w = 0 \quad (3.5.7)$$

Y las deformaciones quedan reducidas a

$$\begin{aligned} e_x &= \frac{\partial u}{\partial x}, \quad e_y = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad e_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ e_z &= e_{xz} = e_{yz} = 0 \end{aligned} \quad (3.5.8)$$

Las tensiones permitidas, que están dadas por la ley de Hooke en la forma isotrópica son:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \lambda(e_x + e_y) + 2\mu e_x \\ \sigma_y &= \lambda(e_x + e_y) + 2\mu e_y \\ \sigma_z &= \lambda(e_x + e_y) = \nu(\sigma_x + \sigma_y) \\ \tau_{xy} &= 2\mu e_{xy}, \quad \tau_{xz} = \tau_{yz} = 0 \end{aligned} \quad (3.5.9)$$

Donde λ es la constante elástica, conocida como constante de Lamé, μ es el módulo de rigidez y $\nu = \lambda/[2(\lambda + \mu)]$ conocido como el coeficiente de Poisson.

Las ecuaciones de equilibrio son

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + F_x &= 0 \\ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + F_y &= 0 \end{aligned} \quad (3.5.10)$$

Usando 3.5.8 y 3.5.9 la ecuación 3.5.10 queda

$$\begin{aligned} \mu \nabla^2 u + (\lambda + \mu) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + F_x &= 0 \\ \mu \nabla^2 v + (\lambda + \mu) \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + F_y &= 0 \end{aligned} \quad (3.5.11)$$

Debido a que debe existir compatibilidad en la continuidad para el caso del plano de deformaciones, se utilizan las ecuaciones de Saint-Venant para expresar las

deformaciones

$$\frac{\partial^2 e_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 e_y}{\partial x^2} = 2 \frac{\partial^2 e_{xy}}{\partial x \partial y} \quad (3.5.12)$$

Expresando esta relación en términos de las tensiones tenemos la ecuación Beltrami-Michell

$$\nabla^2(\sigma_x + \sigma_y) = -\frac{1}{1-\nu} \left(\frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} \right) \quad (3.5.13)$$

Las ecuaciones 3.5.11, 3.5.12 y 3.5.13 son las soluciones para el plano de deformación, que involucran la determinación en el plano de los desplazamientos, las deformaciones y las tensiones, siendo en total 8 variables a determinar.

Existen diferentes soluciones que pueden ser determinadas usando una función particular. Este método utiliza la función *Airy Stress* y reduce la formulación general a una ecuación en términos de una sola variable desconocida.

El método plantea que podemos asumir que las fuerzas de cuerpo son derivables a partir de una función de potencial V , tal que

$$F_x = -\frac{\partial V}{\partial x}, F_y = -\frac{\partial V}{\partial y} \quad (3.5.14)$$

Bajo esta premisa, la ecuación de equilibrio queda expresada como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\sigma_x - V)}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{xy}}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial\tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial(\sigma_y - V)}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (3.5.15)$$

En donde estas ecuaciones pueden también satisfacer las siguientes soluciones

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + V \\ \sigma_y &= \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + V \\ \tau_{xy} &= -\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} \end{aligned} \quad (3.5.16)$$

Donde $\phi = \phi(x, y)$ es conocida como Función de tensiones de Airy. Utilizando

estas soluciones para la ecuación de tensiones 3.5.13 tenemos la siguiente ecuación;

$$\frac{\partial^4 \phi}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 \phi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \phi}{\partial y^4} = -\frac{1-2\nu}{1-\nu} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) \quad (3.5.17)$$

que puede ser escrita como

$$\nabla^4 \phi = -\frac{1-2\nu}{1-\nu} \nabla^2 V \quad (3.5.18)$$

Donde $\nabla^4 = \nabla^2 \nabla^2$ es llamado el operador biarmónico. Si la fuerza de cuerpo desaparece, entonces

$$\frac{\partial^4 \phi}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 \phi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \phi}{\partial y^4} = \nabla^4 \phi = 0 \quad (3.5.19)$$

esta relación se conoce como ecuación biarmónica y sus soluciones son conocidas como funciones biarmónicas. Así el problema del plano ha sido reducido a una sola ecuación en términos de ϕ . Las condiciones de borde son necesarias para encontrar soluciones.

La ecuación biarmónica puede ser escrita en términos de las coordenadas polares:

$$\nabla^4 \phi = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \phi = 0 \quad (3.5.20)$$

Esta ecuación tiene distintas soluciones, dada la forma de una fibra óptica, una solución que es de interés para este problema son las soluciones de Michell en coordenadas polares. Estas soluciones son especialmente útiles para problemas con simetría radial.

Una solución general para $\phi(r, \theta)$ que satisface la ecuación biarmónica es $\phi(r, \theta) = f(r)e^{b\theta}$. Esta solución se sustituye en la función biarmónica para determinar la ecuación característica y sus respectivos coeficientes. La solución general de esta

ecuación en coordenadas polares está dada por:

$$\begin{aligned}
\phi = & a_0 + a_1 \log r + a_2 r^2 + a_3 r^2 \log r \\
& + (a_4 + a_5 \log r + a_6 r^2 + a_7 \log r) \theta \\
& + (a_{11} r + a_{12} r \log r + \frac{a_{13}}{r} + a_{14} r^3 + a_{15} r \theta + a_{16} r \theta \log r) \cos \theta \\
& + (b_{11} r + b_{12} r \log r + \frac{b_{13}}{r} + b_{14} r^3 + b_{15} r \theta + b_{16} r \theta \log r) \sin \theta \\
& + \sum_{n=2}^{\infty} (a_{n1} r^n + a_{n2} r^{2+n} + a_{n3} r^{-n} + a_{n4} r^{2-n}) \cos n\theta \\
& + \sum_{n=2}^{\infty} (b_{n1} r^n + b_{n2} r^{2+n} + b_{n3} r^{-n} + b_{n4} r^{2-n}) \sin n\theta
\end{aligned} \tag{3.5.21}$$

Donde a_n, a_{nm} y b_{nm} son constantes que deben ser determinadas.

3.5.4. Soluciones de Flammant

El problema de Flammant consiste en un medio espacio bajo un sistema de fuerza superficial concentrada.

Especificar las condiciones de contorno para estos problemas con solo cargas concentradas requiere algunas modificaciones de nuestros métodos anteriores. Para este ejemplo, las tracciones en cualquier arco semicircular C que encierra el origen deben equilibrar las cargas concentradas aplicadas. Dado que el área de dicho arco es proporcional al radio r, las tensiones deben ser de orden $1/r$ para que dicha afirmación de equilibrio se cumpla en cualquier radio. Los términos apropiados en la solución general 3.5.21 que darán tensiones de orden $1/r$ se especifican mediante

$$\phi = (a_{12} r \log r + a_{15} r \theta) \cos \theta + (b_{12} r \log r + b_{15} r \theta) \sin \theta \tag{3.5.22}$$

Usando las ecuaciones 3.5.16, las tensiones resultantes son:

$$\begin{aligned}
\sigma_r &= \frac{1}{r} [(a_{12} + 2b_{15}) \cos \theta + (b_{12} - 2a_{15}) \sin \theta] \\
\sigma_\theta &= \frac{1}{r} [a_{12} \cos \theta + b_{12} \sin \theta] \\
\tau_{r\theta} &= \frac{1}{r} [a_{12} \sin \theta - b_{12} \cos \theta]
\end{aligned} \tag{3.5.23}$$

Con 0 tensiones normales y cortantes en $\theta = 0$ y π , $a_{12} = b_{12} = 0$ y por lo tanto $\sigma_\theta = \tau_{r\theta} = 0$ en todas partes. Este estado es conocido como distribución radial. Determinando las constantes a_{15} y b_{15} y describiendo las componentes en el plano cartesiano, se obtiene la siguiente solución.

$$\begin{aligned}\sigma_x &= \sigma_r \cos^2 \theta = -\frac{2Yx^2y}{\pi(x^2 + y^2)^2} \\ \sigma_y &= \sigma_r \sin^2 \theta = -\frac{2Yy^3}{\pi(x^2 + y^2)^2} \\ \tau_{xy} &= \sigma_r \sin \theta \cos \theta = -\frac{2Yxy^2}{\pi(x^2 + y^2)^2}\end{aligned}\tag{3.5.24}$$

Esta solución es la base para determinar el estado de esfuerzos en un cilindro sometido a compresión diametral, modelo que describe la acción del controlador de polarización in-line sobre la fibra.

Capítulo 4

Metodología

4.1. Control de polarización en una fibra multinúcleo

El sistema experimental implementado para la caracterización de la polarización en MCF se compone de tres etapas principales: (i) optimización y control del estado de polarización de entrada, (ii) aplicación de presión mecánica mediante el IPC , y (iii) medición del estado de polarización a la salida.

Se utilizó una fibra multinúcleo modelo Fibercore SM-4C1500(8.0/125)/001 (46), compuesta por cuatro núcleos, que poseen una separación de $50\ \mu m$ entre ellos. Los núcleos están dentro de un material de revestimiento de $125\ \mu m$ de diámetro, protegido por un recubrimiento externo de $245\ \mu m$ de diámetro, además de una cubierta protectora adicional, alcanzando un diámetro total cercano a $900\ \mu m$.

4.1.1. Optimización y control del estado de polarización.

La fuente utilizada consiste en un láser continuo de 1550 nm , modelo TXP LS5, con una potencia de salida de 20 mW . El estado de polarización inicial se ajustó mediante un control de polarización en fibra (PC). La transición de SMF a MCF se realizó a través de un multiplexador de fibra. Posteriormente, la señal pasa a un sistema en espacio libre diseñado para la preparación de cualquier estado, compuesto por un divisor de haz polarizador (PBS), una placa de media onda (HWP) y una placa de un cuarto de onda (QWP). El PBS se ajustó para transmitir

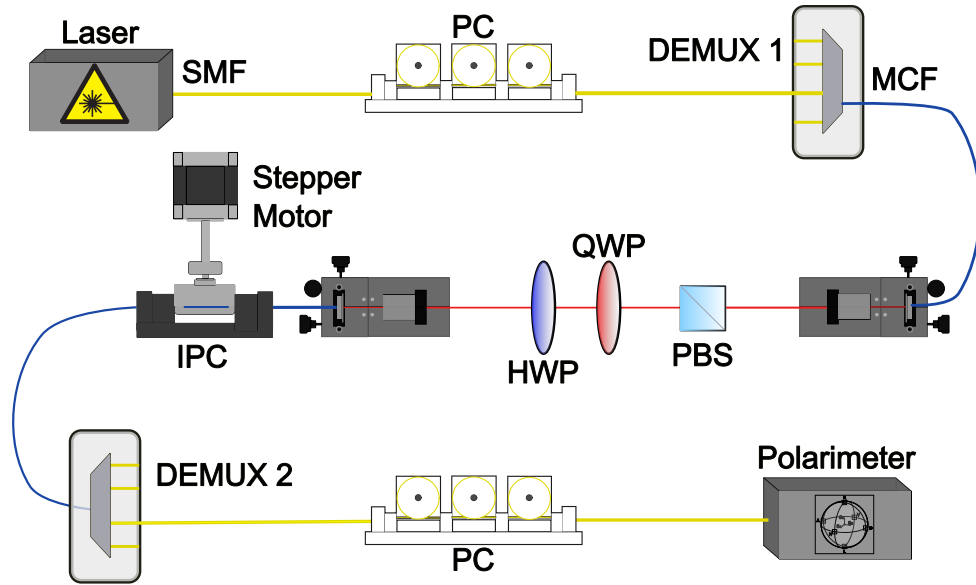


Figura 4.1.1: Montaje experimental para la caracterización de la polarización en MCF. PC: controlador de polarización, SMF: fibra monomodo, MCF: fibra multinúcleo, DM: multiplexador de SMF a MCF, PBS: divisor de haz polarizador, QWP: placa de cuarto de onda, HWP: placa de media onda.

únicamente la polarización horizontal. Con la correcta rotación de las placas, se lograron los diferentes estados de polarización: circular derecha y circular izquierda.

4.1.2. Presión mediante el IPC

Posteriormente, la señal es acoplada nuevamente a la fibra; el IPC se posicionó a pocos centímetros del conector del cable de conexión debido a la rotación de la disposición de los núcleos a lo largo de la fibra. De este modo, se minimiza la torsión, y la orientación de los núcleos respecto a la tensión mecánica que aplica el IPC es muy similar a la de la figura 4.1.2.

Para analizar los cambios de polarización que induce el IPC en la MCF, el pistón se posicionó en 5 distintas direcciones: vertical, horizontales y diagonales, justo como se muestra en la figura 4.1.3.

4.1.3. Medición del estado de polarización

A la salida de la MCF, un demultiplexador acopla nuevamente la señal de MCF a SMF. Un segundo controlador de polarización se utiliza para compensar las

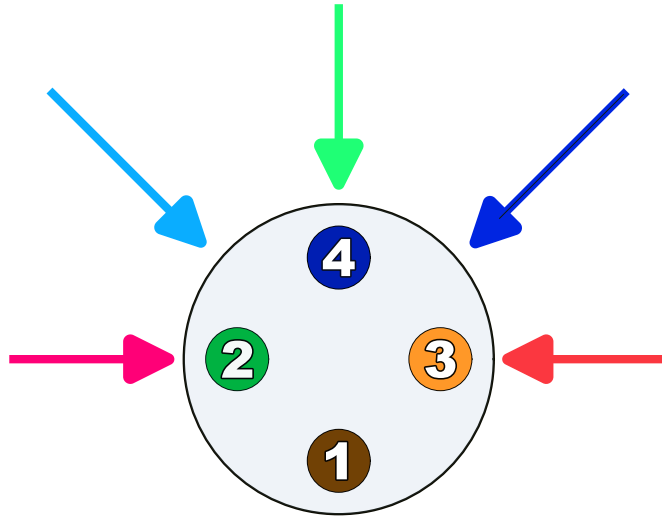


Figura 4.1.2: Ubicación y numeración de los núcleos de la MCF. Los colores indican las distintas orientaciones de la presión aplicada por el IPC: rojo y rosado corresponden a presiones horizontales, azul y celeste a presiones diagonales, y verde a una presión vertical.

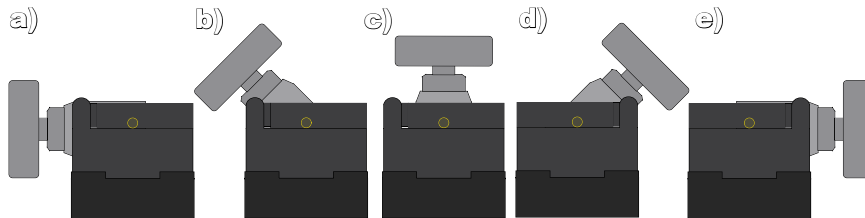


Figura 4.1.3: Direcciones del pistón: a) horizontal izquierda, b) diagonal izquierda, c) vertical, d) diagonal derecha, e) horizontal derecha

transformaciones globales de polarización introducidas por aproximadamente 9 metros de fibra. Las mediciones del estado de polarización se realizan con el polarímetro in-line IPM5300.

Cada conjunto de mediciones fue representado en la esfera de Poincaré, lo que permite analizar las transformaciones de estados de polarización en cada núcleo de la fibra. Se utilizó el modo de operación *single-mode* del polarímetro; en este modo se miden los estados de polarización secuencialmente, sin una escala de tiempo definida. Una vez finalizada una medición y transferidos los datos, comienza la siguiente.

4.1.4. Procedimiento experimental

En total, se realizaron 10 mediciones para cada núcleo: 5 mediciones correspondientes a la polarización circular derecha y 5 mediciones correspondientes a la circular izquierda.

Las mediciones se realizaron desde la vuelta 10 hasta la 15,5 del tornillo. Este intervalo se seleccionó porque el estado de polarización comienza a variar aproximadamente entre las vueltas 12 y 13. Aplicar una tensión mecánica superior a la vuelta 16 puede inducir microfracturas en la fibra o daños estructurales en los núcleos.

Se utilizó un motor NEMA 17 para accionar el tornillo. El motor se configuró para realizar una vuelta cada 10 s, por lo que cada medición tuvo una duración de 55 s. Las conexiones y funcionamiento del motor están especificadas en [C1](#)

4.1.5. Optimización del sistema

El sistema presenta grandes pérdidas por inserción asociadas al acoplamiento en espacio libre. Se estimó que cada objetivo PLNx10/0.25 presenta una pérdida de potencia de un 40 %, sumada a un 20 % en cada acople a la fibra. Dado que el polarímetro requiere de un mínimo de potencia para garantizar una medición estable, es necesario optimizar la alineación del sistema para asegurar mínimo una intensidad de $800 \mu\text{W}$ en la salida del segundo demultiplexador.

4.1.6. Etapa ajuste polarización

Previo a realizar las mediciones, es necesario ajustar el último controlador de polarización para compensar las transformaciones de polarización introducidas por la fibra antes de llegar al polarímetro. El procedimiento consiste en ajustar la polarización en H utilizando el último PC, con la placa $\lambda/4$ estando en 0° . Se verifica el ajuste rotando la placa: al rotar la placa en $+45^\circ$ se debe generar un estado de polarización circular derecha, mientras que al rotarla a -45° se debe producir un estado de polarización circular izquierda. Si se cumple esta condición, se considera que las transformaciones de polarización introducidas por la fibra han sido compensadas.

4.2. Mediciones de fase

Para analizar los cambios de fase relativa inducidos por la presión aplicada mediante el IPC en una fibra multinúcleo, se implementó el montaje experimental mostrado en la Figura 4.2.1.

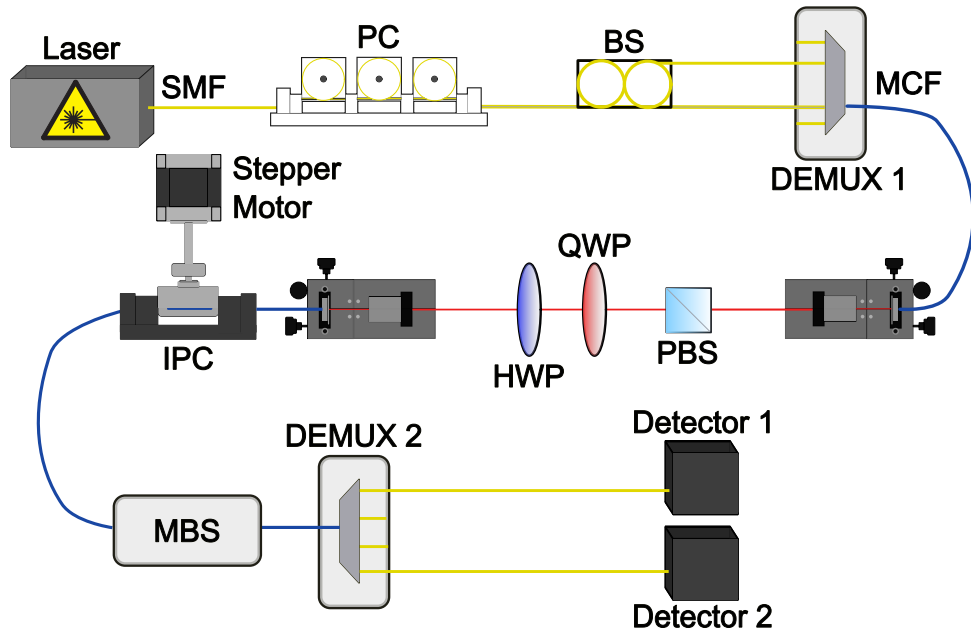


Figura 4.2.1: Montaje experimental para analizar los cambios de fase inducidos por el IPC en una fibra multinúcleo. PC: controlador de polarización, SMF: fibra monomodo, MCF: fibra multinúcleo, DM: multiplexador de fibra, PBS: divisor de haz polarizador, QWP: placa de cuarto de onda, HWP: placa de media onda.

4.2.1. Optimización y Preparación de estados

El sistema emplea los mismos elementos descritos para el control de polarización, con la diferencia de que la señal se divide en dos caminos mediante un acoplador de fibra 2x2 antes de conectarse al multiplexador. Esto permite iluminar de forma simultánea los núcleos superior e inferior (1 y 4, según figura 4.1.2), con polarización horizontal o vertical. La preparación de estados en espacio libre es análoga al procedimiento descrito en la sección anterior.

4.2.2. Presión del IPC

Una vez que la luz es acoplada nuevamente a la fibra, se encuentra el IPC para inducir, mediante presión mecánica, cambios de fase relativa entre los núcleos.

El tornillo fue accionado mediante un motor NEMA 17. Durante cada medición, el tornillo se desplazó desde la vuelta 12,5 hasta la 15,5 a una velocidad de una vuelta cada 10 s. Este procedimiento se repitió 10 veces, dando lugar a una duración total de 600 s, distribuida en 10 ciclos de 60 s cada uno.

4.2.3. Medición

A la salida de la MCF, un MBS combina la luz que proviene de diferentes núcleos, generando un patrón de interferencia. La señal resultante es acoplada a SMF, donde se conectan dos detectores modelo *ID Qube Series* a las salidas del multiplexador.

Las cuentas en los detectores corresponden a las intensidades medidas, cuyos cambios están directamente relacionados con la variación de fase relativa entre los núcleos inducida por la presión mecánica aplicada. El IPC se ajusta en posición vertical para realizar las mediciones.

La configuración de los detectores es la siguiente:

- Tiempo muerto: 5 μs
- Eficiencia del detector: 10 %
- Ancho de la puerta: 2,4 ns

4.2.4. Optimización y ajuste del sistema

Con el fin de maximizar la visibilidad de la interferencia, primero se igualaron las intensidades en ambos brazos del interferómetro. Para ello, se conectó de forma independiente cada entrada del beam splitter 2x2 y se ajustó la polarización mediante el primer PC hasta obtener aproximadamente 10.000 cuentas en cada detector. Posteriormente, se repitió el mismo procedimiento para la otra entrada.

Antes de iniciar cada medición, se verificó que las intensidades registradas por ambos detectores estuvieran estables. Debido a que corresponden a puertos de salida complementarios del MBS, las señales presentan una anticorrelación, observándose intensidades de aproximadamente 10.000 y 30.000 cuentas. Una vez

estabilizadas las cuentas durante algunos segundos, se activaba el motor para aplicar una presión controlada sobre la fibra.

Capítulo 5

Modelo Teórico

5.1. Distribución de Tensiones

Para analizar los cambios de polarización inducidos por el IPC, es necesario comprender la distribución de las tensiones que este genera en las MCF. Para ello, se modelará un problema clásico en teoría de la elasticidad, conocido como problema del disco bajo compresión diametral (45). El problema consiste en un disco o cilindro, circular y uniforme, sometido a fuerzas concentradas iguales pero opuestas a lo largo de un diámetro dado. La geometría y la carga generan una zona de tensión a lo largo del diámetro cargado.

Considerando que el IPC aplica una fuerza en puntos opuestos en una sección corta de la fibra, podemos modelar su acción considerando un disco comprimido diametralmente. El retardo que genera el IPC esta dado por (47):

$$\Delta n = CkL(\sigma_1 - \sigma_2), \quad (5.1.1)$$

donde k es el numero de onda y L la región bajo estrés. Los términos σ_1 y σ_2 son las tensiones principales, correspondientes a los autovalores de la matriz de estrés.

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}. \quad (5.1.2)$$

La diagonalización de este tensor permite determinar la magnitud y la orientación de los ejes principales de tensión. Los autovalores de la matriz (5.1.2) determinan

la magnitud de las tensiones principales, mientras que los autovectores determinan su orientación. Estas direcciones coinciden con los ejes ópticos rápido y lento en el material.

Las presiones puntuales sobre el cilindro generan una tensión de compresión en la dirección de la presión y una tensión de tracción en la dirección perpendicular. En cada punto transversal (x, y) de la fibra, se obtiene un conjunto diferente de ejes principales y retardancia local $\Delta n(x, y)$.

Para obtener una expresión explícita del campo de tensiones dentro del disco, una de las formas de resolver este problema es usando superposiciones de soluciones. Se utiliza la superposición de tres campos de tensión, dos soluciones de Flamant, las cuales proporcionan los comportamientos singulares, correspondientes a las presiones puntuales en la parte superior e inferior del disco dentro de un semiespacio. Junto con una carga de tensión radial uniforme, la cual elimina las tracciones límite resultantes en el disco creadas por las dos soluciones anteriores, garantizando el cumplimiento de las condiciones de borde.

El sistema de referencia está definido en 5.1.2, donde las distancias desde los puntos de contacto hasta el punto (x, y) están dadas por

$$r_1 = \sqrt{x^2 + (R - y)^2}, \quad r_2 = \sqrt{x^2 + (R + y)^2}, \quad (5.1.3)$$

Utilizando los resultados de la ecuación (3.5.24), los campos de tensión para cada solución de Flamant pueden escribirse como

$$\begin{aligned} \sigma_x^{(1)} &= -\frac{2f}{\pi r_1} \cos \theta_1 \sin^2 \theta_1 & \sigma_x^{(2)} &= -\frac{2f}{\pi r_2} \cos \theta_2 \sin^2 \theta_2 \\ \sigma_y^{(1)} &= -\frac{2f}{\pi r_1} \cos^3 \theta_1 & \sigma_y^{(2)} &= -\frac{2f}{\pi r_2} \cos^3 \theta_2 \\ \tau_{xy}^{(1)} &= -\frac{2f}{\pi r_1} \cos^2 \theta_1 \sin \theta_1 & \tau_{xy}^{(2)} &= -\frac{2f}{\pi r_2} \cos^2 \theta_2 \sin \theta_2 \end{aligned} \quad (5.1.4)$$

La superposición de las dos soluciones de Flamant genera una compresión residual en el contorno del disco, ya que las regiones compresivas de ambas se superponen. Para satisfacer la condición de borde libre, y definir el contorno del círculo, se

añade un campo auxiliar de tensión radial uniforme de magnitud

$$\sigma_x^{(3)} = \sigma_y^{(3)} = \frac{2f}{\pi D}, \quad \tau_{xy}^{(3)} = 0 \quad (5.1.5)$$

que cancela dichas compresiones. Sumando las soluciones 5.1.4 y 5.1.5 se obtiene el siguiente campo

$$\sigma_{xx} = -\frac{2f}{\pi} \left(\frac{(R-y)x^2}{r_1^4} + \frac{(R+y)x^2}{r_2^4} - \frac{1}{2R} \right) \quad (5.1.6)$$

$$\sigma_{yy} = -\frac{2f}{\pi} \left(\frac{(R-y)^3}{r_1^4} + \frac{(R+y)^3}{r_2^4} - \frac{1}{2R} \right) \quad (5.1.7)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{2f}{\pi} \left(\frac{(R-y)^2x}{r_1^4} - \frac{(R+y)^2x}{r_2^4} \right), \quad (5.1.8)$$

donde f es la fuerza aplicada por unidad de longitud, definida como $f = F/L$, siendo F la fuerza total aplicada. Por simetría, tenemos $\sigma_{yx} = \sigma_{xy}$.

A partir de estas expresiones, es posible analizar cómo la distribución de tensiones depende de la posición radial del núcleo dentro del revestimiento. El efecto resultante del IPC depende de la geometría de los núcleos y de su posición radial $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ con respecto a R . La figura 5.1.1 muestra un gráfico de los tres elementos de la matriz de tensiones para $x/R = y/R$. El gráfico muestra cómo varían las componentes del tensor de tensiones cuando un núcleo se desplaza radialmente desde el centro del revestimiento hacia el contorno, siguiendo la diagonal $x=y$. Esta trayectoria permite analizar el efecto de la razón r/R . Para realizar el gráfico, se adimensionalizaron las ecuaciones (5.1.6), (5.1.7) y (5.1.8) definiendo $x = XR$ e $y = YR$:

$$\sigma_{xx} = -\frac{2f}{\pi R} \left(\frac{(1-Y)X^2}{[X^2 + (1-Y)^2]^2} + \frac{(1+Y)X^2}{[X^2 + (1+Y)^2]^2} - \frac{1}{2} \right) \quad (5.1.9)$$

$$\sigma_{yy} = -\frac{2f}{\pi R} \left(\frac{(1-Y)^3}{[X^2 + (1-Y)^2]^2} + \frac{(1+Y)^3}{[X^2 + (1+Y)^2]^2} - \frac{1}{2} \right) \quad (5.1.10)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{2f}{\pi R} \left(\frac{(1-Y)^2 X}{[X^2 + (1-Y)^2]^2} - \frac{(1+Y)^2 X}{[X^2 + (1+Y)^2]^2} \right), \quad (5.1.11)$$

Para los experimentos realizados en este trabajo, en los que se utilizó una fibra con revestimiento, las dimensiones permiten considerar lo que llamaremos el límite de r pequeño, con $r \ll R$, que se analiza en la siguiente sección. En cambio, cuando $r \sim R$, las componentes del tensor de tensiones pueden variar considerablemente en función de x, y a este caso lo denominaremos el límite de r grande. Ambos regímenes se analizan a continuación.

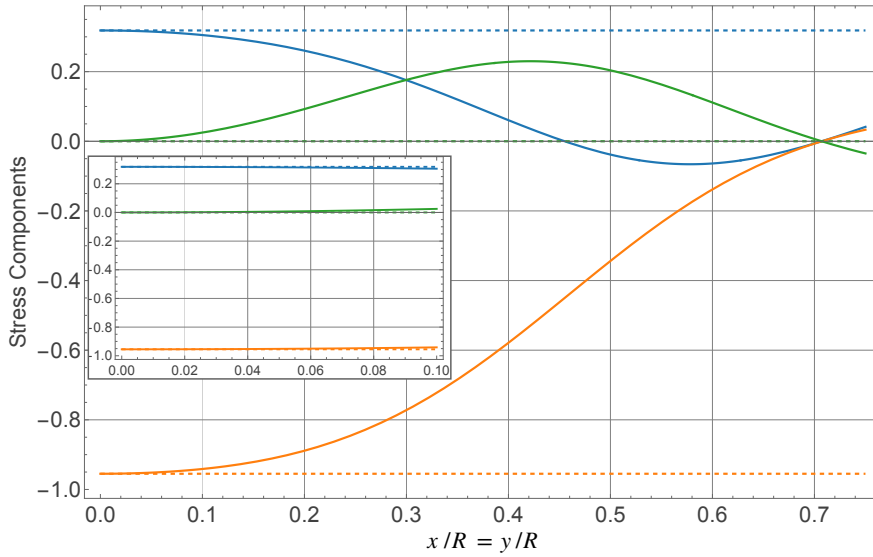


Figura 5.1.1: Las curvas continuas muestran los componentes de tensión dados en las ecuaciones (5.1.6) (líneas azules), (5.1.7) (líneas naranjas) y (5.1.8) (líneas verdes) en función de $x/R = y/R$. Las líneas discontinuas muestran los mismos parámetros en el origen, correspondientes a una fibra monomodo. El recuadro muestra un acercamiento de la región cercana a $x/R = y/R = 0$, correspondiente al límite de r pequeño.

5.1.1. Límite r pequeño

En fibras multi-núcleo, la posición radial de los núcleos usualmente es mucho menor que el radio de la fibra R ($r \ll R$). En este régimen, las distancias a los puntos de cargas pueden aproximarse como $r_1 \approx R - y$, $r_2 \approx R + y$, lo que conduce a

$$\sigma_{xx} = \frac{f}{\pi R} \left(1 - \frac{4x^2}{R^2} \right) \quad (5.1.12)$$

$$\sigma_{yy} = -\frac{f}{\pi R} \left(3 + \frac{4y^2}{R^2} \right) \quad (5.1.13)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{f}{\pi R} \left(\frac{4xy}{R^2} \right) \quad (5.1.14)$$

Para $R = 450 \mu m$ y $r = 25\sqrt{2} \approx 35 \mu m$, los términos de segundo orden entre paréntesis son $\sim 10^{-2}$ y pueden ignorarse. Por lo tanto, el tensor de tensión para todos los núcleos se reduce al de una fibra monomodo (SMF) con el núcleo en el origen:

$$\sigma_{\text{SMF}} = \begin{pmatrix} \frac{f}{\pi R} & 0 \\ 0 & -\frac{3f}{\pi R} \end{pmatrix}, \quad (5.1.15)$$

donde los vectores propios corresponden a las direcciones x (perpendicular a la dirección de la fuerza) e y (paralela a la dirección de la fuerza). El signo negativo indica que existe una tensión de compresión en la dirección y , mientras que la dirección x sufre una tensión de tracción. Por lo tanto, los ejes principales son las direcciones x e y , y la diferencia en los valores propios resulta en birrefringencia.

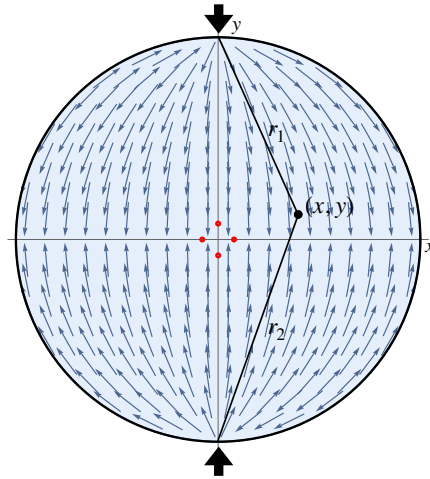


Figura 5.1.2: Representación de tensiones para el régimen r pequeño. Los círculos rojos corresponden a la posición de los núcleos para el IPC aplicando presión en dirección vertical.

El gráfico 5.1.2 muestra que para el régimen de r pequeño, todos los núcleos experimentan esencialmente la misma magnitud y orientación de las tensiones, equivalentes a las de una fibra monomodo ubicada en el origen.

Si bien el régimen de r pequeño predice que la magnitud y la orientación de las tensiones son equivalentes para todos los núcleos, el modelo del disco considera toda la estructura de la fibra como un medio homogéneo de radio 450 . En la fibra real, la capa exterior es un recubrimiento de acrilato/nylon (46) que redistribuye la carga y no transmite una carga puntual al vidrio. Por esta razón, el modelo no pretende describir con precisión la distribución de las tensiones ni realizar una predicción cuantitativa de la relación entre la fuerza aplicada y el cambio de fase. Su objetivo es describir la simetría del problema, permitiendo una comparación con los resultados experimentales.

5.1.2. Límite r grande

Si consideramos una MCF sin el recubrimiento exterior, el radio del revestimiento es $R \approx 62 \mu\text{m}$, mientras que la posición de los núcleos permanece fija en $r = 25\sqrt{2} \approx 35 \mu\text{m}$. A diferencia del régimen de r pequeño, donde $R = 450 \mu\text{m}$ y la relación r/R es despreciable, en este caso se obtiene $r/R \approx 0,57$. Como se observa en la figura 5.1.1 para valores $r/R \sim 0,5$, los componentes de tensión se desvían sustancialmente de los valores uniformes de r pequeño. Esto indica que la posición de cada núcleo influye en las tensiones que experimentan.

En este caso, la posición de cada núcleo posee un estado de tensión distinto y habría una matriz de Jones $\mathbf{P}_j(\theta)$ diferente asociada a cada núcleo j . Para hallar los vectores y valores propios de la matriz de tensiones (5.1.2), determinamos los ejes principales y, por lo tanto, la base para la cual la matriz de Jones es diagonal.

Usando las ecuaciones (5.1.2), (5.1.6), (5.1.7) y (5.1.8), se puede diagonalizar la matriz de tensiones y obtener las direcciones y coeficientes de tensiones principales, como se muestra en la Figura 5.1.3. De acuerdo con la numeración de la figura 4.1.2, se desprende que cuando la fuerza externa se encuentra en direcciones horizontales o verticales, todos los núcleos sufrirán una transformación de polarización con los mismos ejes principales. En cambio, cuando la fuerza se aplica en direcciones distintas a la horizontal o la vertical, por ejemplo, en una dirección diagonal representada con los círculos rojos, los pares de núcleos 1-4 y 2-3 experimentan las mismas orientaciones principales de tensión, pero reflejadas respecto al eje y , lo que da lugar a diferentes matrices de Jones. Esto generaría un acoplamiento entre el grado de libertad espacial y el grado de libertad de polarización de la luz en la fibra. En conclusión, el IPC podría inducir transformaciones de polarización

distintas en cada núcleo.

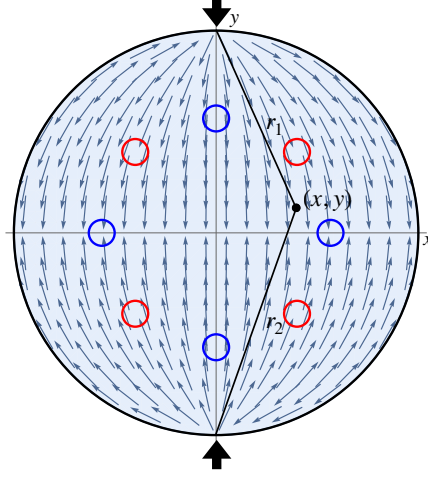


Figura 5.1.3: Representación de tensiones para el régimen r grade. Los círculos rojos corresponden a la posición de los núcleos para el IPC aplicando presión en dirección diagonal y los núcleos azules representan una dirección vertical.

Este régimen no fue caracterizado experimentalmente, ya que no se dispone de los elementos ópticos para aplicar presión directamente sobre el revestimiento. No obstante, es una línea de trabajo a futuro ya que el modelo predice que cada núcleo experimenta tensiones en distintas direcciones.

5.2. In-Line Polarization Controller

El IPC induce cambios de polarización en la fibra dependiendo de la dirección de la presión. Para describir estos cambios en la MCF, se considera el régimen de r pequeño, en el cual las posiciones de cada núcleo se aproximan a una fibra monomodo. Bajo esta aproximación, la acción del IPC puede representarse mediante una matriz unitaria $P(\theta)$, donde θ se refiere al ángulo de orientación de la fuerza aplicada, como se muestra en la figura 5.2.1. Para $\theta = 0$ correspondiente a la dirección vertical, podemos escribir (26)

$$P(0) = \begin{pmatrix} e^{i\phi_h} & 0 \\ 0 & e^{i\phi_v} \end{pmatrix} \quad (5.2.1)$$

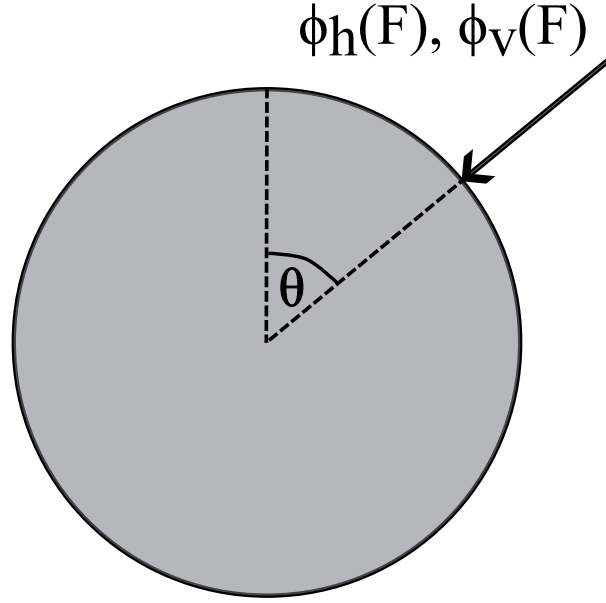


Figura 5.2.1: Esquema del ángulo θ en función de la dirección de la presión del IPC

La matriz se escribe en la base definida por la polarización H y V . Las fases ϕ_h y ϕ_v dependen de la presión aplicada por el IPC, que se relaciona directamente con el número de vueltas del tornillo. Aplicando una matriz de rotación, se obtiene la forma general para cualquier ángulo θ

$$P(\theta) = e^{i\phi_v} \begin{pmatrix} e^{i\Delta} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta & \sin \theta \cos \theta (1 - e^{i\Delta}) \\ \sin \theta \cos \theta (1 - e^{i\Delta}) & e^{i\Delta} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta \end{pmatrix} \quad (5.2.2)$$

Donde $e^{i\phi_v}$ corresponde a una fase global, que no afecta a las mediciones de polarimetría, y se define la diferencia de fase como $\Delta = \phi_h - \phi_v$. La diferencia de fase tiene una relación con la fuerza aplicada por el IPC, en función del número de vueltas que da el tornillo.

Para determinar ϕ_h y ϕ_v , primero calculamos la matriz de densidad del estado de salida. El estado inicial es

$$|\psi_0\rangle = \begin{pmatrix} p_h \\ p_v \end{pmatrix}, \quad (5.2.3)$$

Por lo tanto, la matriz de densidad del estado final es

$$\rho = P(\theta)|\psi_0\rangle\langle\psi_0|P^\dagger(\theta). \quad (5.2.4)$$

Los parámetros de Stokes se definen en términos de las entradas de la matriz de densidad como

$$\begin{aligned} S_1 &= \rho_{11} - \rho_{22}, \\ S_2 &= 2 \operatorname{Re}(\rho_{12}), \\ S_3 &= 2 \operatorname{Im}(\rho_{21}). \end{aligned}$$

Las expresiones de los elementos de la matriz densidad se presentan en el apéndice A1. Los parámetros de Stokes quedan determinados por:

$$\begin{aligned} S_1 &= (|p_h|^2 - |p_v|^2) (\cos^2(2\theta) + \sin^2(2\theta) \cos \Delta) \\ &\quad - 2 \operatorname{Re} [p_h p_v^* \sin(2\theta) (\cos(2\theta) - e^{i\Delta} \cos^2 \theta + e^{-i\Delta} \sin^2 \theta)] \end{aligned} \quad (5.2.5)$$

$$\begin{aligned} S_2 &= -(|p_h|^2 - |p_v|^2) \sin(2\theta) \cos(2\theta) (1 - \cos \Delta) + \\ &\quad \operatorname{Re} (p_h p_v^*) \sin^2(2\theta) (1 - \cos \Delta) + \\ &\quad 2 \operatorname{Re} [p_h^* p_v (2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta + e^{-i\Delta} \cos^4 \theta + e^{i\Delta} \sin^4 \theta)] \end{aligned} \quad (5.2.6)$$

$$\begin{aligned} S_3 &= -(|p_h|^2 - |p_v|^2) \sin(2\theta) \sin \Delta + \\ &\quad \operatorname{Im} (p_h p_v^*) \sin^2(2\theta) (1 - \cos \Delta) + \\ &\quad 2 \operatorname{Im} [p_h^* p_v (2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta + e^{-i\Delta} \cos^4 \theta + e^{i\Delta} \sin^4 \theta)] \end{aligned} \quad (5.2.7)$$

Al analizar la evolución de los parámetros de Stokes para las polarizaciones de entrada horizontal (H), vertical (V), diagonal (D), antidiagonal (A) y circulares (R,L), se obtienen los vectores de Stokes $\vec{S} = (S_1, S_2, S_3)$ resumidos en la Tabla 5.2.1

De estos resultados observamos que al tener entradas de polarización H u V, al aplicar presiones verticales u horizontales la polarización se mantiene constante. De forma análoga, ocurre lo mismo en el caso de las diagonales, ante presiones en $\pm\pi/4$. Esto significa que si la polarización inicial es paralela a la fuerza, el estado se mantiene constante, permitiendo utilizar el IPC exclusivamente para el control de fases entre núcleos sin alterar el estado de polarización.

Estado	$\theta = 0$	$\theta = \pi/2$	$\theta = \pi/4$	$\theta = -\pi/4$
(H)	$(1, 0, 0)$	$(1, 0, 0)$	$(\cos \Delta, 0, -\sin \Delta)$	$(\cos \Delta, 0, \sin \Delta)$
(V)	$(-1, 0, 0)$	$(-1, 0, 0)$	$(-\cos \Delta, 0, \sin \Delta)$	$(-\cos \Delta, 0, -\sin \Delta)$
(D)	$(0, \cos \Delta, -\sin \Delta)$	$(0, \cos \Delta, \sin \Delta)$	$(0, 1, 0)$	$(0, 1, 0)$
(A)	$(0, -\cos \Delta, \sin \Delta)$	$(0, -\cos \Delta, -\sin \Delta)$	$(0, -1, 0)$	$(0, -1, 0)$
(R)	$(0, \sin \Delta, \cos \Delta)$	$(0, -\sin \Delta, \cos \Delta)$	$(\sin \Delta, 0, \cos \Delta)$	$(-\sin \Delta, 0, \cos \Delta)$
(L)	$(0, -\sin \Delta, -\cos \Delta)$	$(0, \sin \Delta, -\cos \Delta)$	$(-\sin \Delta, 0, -\cos \Delta)$	$(\sin \Delta, 0, -\cos \Delta)$

Cuadro 5.2.1: Vectores de Stokes para diferentes ángulos de orientación θ del IPC

Por el contrario, debido a que los estados de polarización circular poseen tanto una componente vertical como horizontal, presentan una mayor sensibilidad ante cualquier orientación θ . Esta simetría garantiza que, independientemente de la orientación del IPC, siempre existirá una transformación observable en la esfera de Poincaré. Por esta razón, se decidió utilizar las polarizaciones circulares para simular la trayectoria correspondiente al modelo teórico de la ecuación (5.2.5), (5.2.6) y (5.2.7), basado en la aproximación de r pequeña.

En el gráfico 5.2.2 se muestran las trayectorias del modelo teórico, utilizando una fase $\Delta = \pi/2$. La dirección del cambio de polarización es dependiente de la dirección en que se aplica la fuerza. Para presiones horizontales y verticales se induce un desplazamiento hacia las polarizaciones diagonales, mientras que para presiones diagonales estas transforman el estado hacia polarizaciones verticales u horizontales.

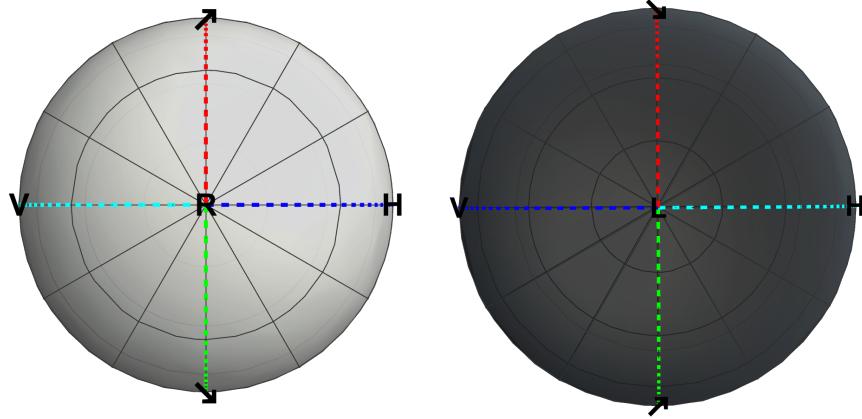


Figura 5.2.2: Modelo teórico del IPC en una fibra mono-modo, al aplicar presión de forma vertical (línea verde), forma diagonal derecha (azul), diagonal izquierda (celeste) y horizontales (rojo)

5.3. Relación entre retardancia intra-núcleo y fase inter-núcleo

El modelo desarrollado en la sección anterior describe la evolución del estado de polarización inducida por el IPC. En esta sección se busca relacionar la retardancia intra-núcleo y la fase inter-núcleo. Aunque corresponden a cantidades distintas, ambas se originan en el mismo campo de tensiones inducido por el IPC, lo que permite establecer una relación entre ambos observables.

La tensión descrita anteriormente determina la evolución de la polarización en un núcleo. En el límite de r pequeño, la tensión que experimenta el núcleo j es el campo de tensión del revestimiento evaluado en el centro del núcleo:

$$\sigma_{ab}^{(j)} \equiv \sigma_{ab}(\mathbf{r}_j), \quad a, b \in \{x, y\}, \quad (5.3.1)$$

y la magnitud relevante entre núcleos es la diferencia entre la tensión en los dos núcleos:

$$\Delta\sigma_{ab}^{(ij)} \equiv \sigma_{ab}^{(i)} - \sigma_{ab}^{(j)}, \quad a, b \in \{x, y\}. \quad (5.3.2)$$

La fase óptica acumulada por una onda monocromática al propagarse una distancia L en un medio de índice de refracción n está dada por (37)

$$\phi = knL \quad (5.3.3)$$

donde $k = 2\pi/\lambda$ corresponde al número de onda en el vacío. Cualquier variación del índice de refracción inducida por esfuerzos mecánicos se traduce directamente en una modificación de la fase acumulada, dada por (33)

$$\begin{aligned} n_{xx} &= n_0 - C_1\sigma_{xx} - C_2\sigma_{yy} \\ n_{yy} &= n_0 - C_1\sigma_{yy} - C_2\sigma_{xx} \end{aligned} \quad (5.3.4)$$

El esfuerzo paralelo a la polarización afecta al índice de refracción mediante el coeficiente C_1 , mientras que el esfuerzo perpendicular a la polarización lo afecta mediante un coeficiente C_2 .

Para una tensión aplicada en dirección vertical (y), y una geometría donde dos núcleos comparten la misma dirección de tensión principal, la fase acumulada por el núcleo j para una polarización horizontal y vertical viene dada por:

$$\begin{aligned} \phi_{jh} &= kL (n_0 - C_1\sigma_{xx}^{(j)} - C_2\sigma_{yy}^{(j)}), \\ \phi_{jv} &= kL (n_0 - C_1\sigma_{yy}^{(j)} - C_2\sigma_{xx}^{(j)}), \end{aligned} \quad (5.3.5)$$

La retardancia intracore es la diferencia de estas dos ecuaciones:

$$\begin{aligned} \delta_j &= \phi_{jh} - \phi_{jv} = kL (n_0 - C_1\sigma_{xx}^{(j)} - C_2\sigma_{yy}^{(j)} - n_0 + C_1\sigma_{yy}^{(j)} + C_2\sigma_{xx}^{(j)}) \\ &= kL (-C_1\sigma_{xx}^{(j)} + C_1\sigma_{yy}^{(j)} + C_2\sigma_{xx}^{(j)} - C_2\sigma_{yy}^{(j)}) \\ &= kL (C_2 - C_1) (\sigma_{xx}^{(j)} - \sigma_{yy}^{(j)}), \end{aligned} \quad (5.3.6)$$

en consonancia con la ecuación (5.1.1). Esta es la fase birrefringente δ que aparece en la ecuación (5.2.2) y que puede determinarse experimentalmente mediante polarimetría en cada núcleo.

Se ha considerado la diferencia de fase entre dos polarizaciones que se propagan en un mismo núcleo, lo que conduce a la retardancia intra-núcleo. Sin embargo, en un experimento interferométrico se compara la fase acumulada por dos núcleos diferentes $i = 1$ y $j = 4$ (según 4.1.2) para una misma polarización de entrada $\varphi_s = \phi_{is} - \phi_{js}$ ($s = h, v$),

$$\begin{aligned} \phi_{1h} &= kL(n_0 - C_1\sigma_{xx}^{(1)} - C_2\sigma_{yy}^{(1)}) \\ \phi_{4h} &= kL(n_0 - C_1\sigma_{xx}^{(4)} - C_2\sigma_{yy}^{(4)}) \\ \phi_{1h} - \phi_{4h} &= -kL [C_1(\sigma_{xx}^{(1)} - \sigma_{xx}^{(4)}) + C_2(\sigma_{yy}^{(1)} - \sigma_{yy}^{(4)})] \end{aligned} \quad (5.3.7)$$

Al escribir $\Delta\sigma_{ab} = \sigma_{ab}^{(i)} - \sigma_{ab}^{(j)}$, se obtiene:

$$\begin{aligned}\varphi_h &= -kL (C_1 \Delta\sigma_{xx} + C_2 \Delta\sigma_{yy}), \\ \varphi_v &= -kL (C_2 \Delta\sigma_{xx} + C_1 \Delta\sigma_{yy}).\end{aligned}\tag{5.3.8}$$

Para identificar de forma independiente la fase global y la fase relativa entre núcleos, resulta conveniente separarlas en una diferencia de tensión de traza

$$\Sigma = \Delta\sigma_{xx} + \Delta\sigma_{yy}\tag{5.3.9}$$

y en la contribución anisotropía

$$D = \Delta\sigma_{xx} - \Delta\sigma_{yy}\tag{5.3.10}$$

Con las cuales, las fases inter-núcleo pueden expresarse como:

$$\frac{1}{2} (\varphi_h + \varphi_v) = -\frac{kL}{2} (C_1 + C_2) \Sigma,\tag{5.3.11}$$

$$\varphi_h - \varphi_v = kL (C_2 - C_1) D\tag{5.3.12}$$

La ecuación (5.3.11) representa la fase común entre núcleos y es idéntica para ambas polarizaciones de entrada. La ecuación (5.3.12) representa la parte birrefringente, que coincide con la diferencia polarimétrica, obteniéndose así la siguiente relación:

$$\varphi_h - \varphi_v = \delta_1 - \delta_4.\tag{5.3.13}$$

Ambas magnitudes constituyen observables distintos de un mismo fenómeno físico y se encuentran relacionadas por el campo de tensiones inducido por el IPC.

Capítulo 6

Análisis de Resultados Experimentales

Con el objetivo de validar las predicciones del modelo teórico desarrollado anteriormente, se realizaron dos tipos de experimentos. En primer lugar, se estudió la transformación de polarización inducida por el IPC mediante polarimetría, permitiendo determinar la retardancia de cada núcleo. Posteriormente, se realizaron mediciones interferométricas para cuantificar la diferencia de fase entre pares de núcleos y contrastar la relación obtenida en la Sección 5.3

6.1. Experimento Polarización

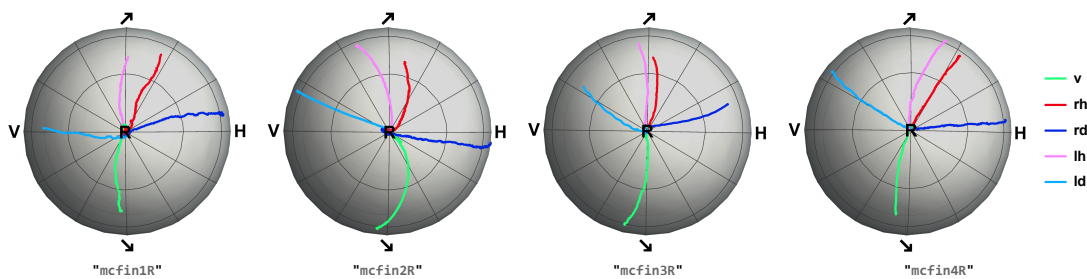


Figura 6.1.1: Cambios de polarización para el estado circular derecha por cambios inducidos por el IPC. Las líneas verdes corresponden a presión vertical, las azules a presiones diagonales, y las rojas y rosadas a presiones horizontales.

Los resultados de la polarimetría para estados de entrada circulares se muestran en las figuras 6.1.1 y 6.1.2. En estas esferas de Poincaré se observa la evolución del estado de polarización a medida que el IPC actúa sobre la fibra.

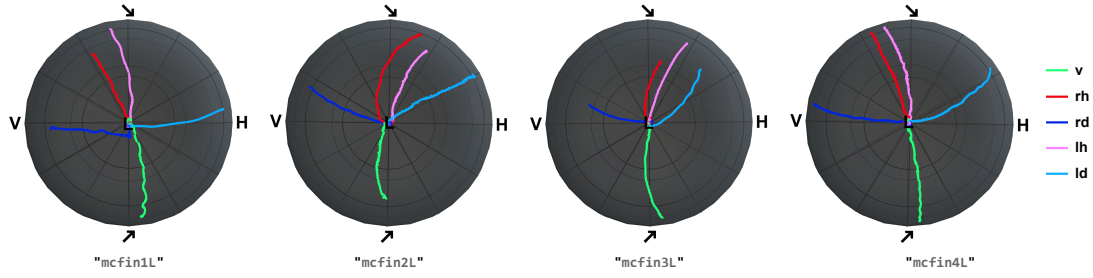


Figura 6.1.2: Cambios de polarización para el estado circular izquierda por cambios inducidos por el IPC. Las líneas verdes corresponden a presión vertical, las azules a presiones diagonales, y las rojas y rosadas a presiones horizontales.

De acuerdo a las predicciones realizadas en el gráfico 5.2.2, en los resultados experimentales se observa una concordancia cualitativa aproximada, teniendo un comportamiento similar para todos los núcleos. No obstante, las trayectorias presentan desviaciones respecto al modelo teórico; esto se atribuye principalmente a las rotaciones de polarización inducidas por la fibra que ocurren en el cable de conexión MCF, DMUX y SMF después del IPC. Si bien estas rotaciones se minimizaron utilizando el PC, incluso pequeñas desviaciones de $M_j = U_j^{-1}$ provocan cambios considerables en la trayectoria del estado de polarización.

Otros factores contribuyentes incluyen al movimiento de la fibra de vidrio dentro del material de la cubierta y errores de calibración en la orientación del IPC, aunque estos efectos son mínimos en comparación con la corrección de las rotaciones inducidas por la fibra.

A pesar de que las figuras 6.1.1 y 6.1.2 muestran que las trayectorias del estado de polarización de todos los núcleos son aproximadamente iguales, la velocidad en el cambio de fase o la fase acumulada en cada uno de ellos puede ser diferente. Por esta razón, con el objetivo de cuantificar la evolución del estado de polarización de manera independiente a las rotaciones globales de la fibra, se define una métrica de longitud de trayectoria.

La trayectoria en la esfera de Poincaré está conformada por una secuencia de vectores unitarios $\vec{S}_k$, registrados consecutivamente por el polarímetro. Las rotaciones producidas por la transformación residual $\mathbf{M}_j \mathbf{U}_j$ que no fueron compensadas por el segundo PC actúan como una rotación global $\mathbf{R} \in \text{SO}(3)$ aplicada a los estados medidos. Dado que las rotaciones preservan la norma

euclídeana, la distancia entre estos dos estados consecutivos permanece invariante.

$$\Delta S_k = \left| \mathbf{R}\vec{S}_k - \mathbf{R}\vec{S}_{k+1} \right| = \left| \vec{S}_k - \vec{S}_{k+1} \right| \quad (6.1.1)$$

Dado que el cambio de polarización entre mediciones consecutivas es pequeño, la distancia entre estos vectores es aproximadamente la longitud del arco sobre la esfera. En consecuencia, la longitud total recorrida por el estado de polarización puede estimarse mediante

$$D_K = \sum_{k=1}^K \left| \vec{S}_k - \vec{S}_{k+1} \right| \quad (6.1.2)$$

donde $\vec{S}_k$ es el vector de Stokes medido en el paso k , y la suma es hasta la medición K . Esta métrica cuantifica la birrefringencia total inducida de forma independiente a la rotación global de la fibra inducida por el último PC.

La figura 6.1.3 muestra D_K para los núcleos 1 (café) y 4 (azul) para la alineación del IPC vertical a) y diagonal b) para un estado de polarización circular derecha inicial. El punto de partida del cambio de polarización está definido por el índice donde el parámetro de Stokes S_3 cae por debajo del umbral $T = 0,99$ debido a la birrefringencia inducida. La diferencia entre los núcleos 1 y 4 en la subfigura (a) indica que los dos núcleos acumulan diferentes fases de birrefringencia bajo la presión vertical del IPC, mientras que en la subfigura b) con presión diagonal la diferencia es mucho menor. Pudiéndose observar fases de más de 30° en cada núcleo. Las bandas de incertidumbre alrededor de los datos representan el error acumulativo en D_K , estimado por propagación de error estándar (calculado en el apéndice B1) asumiendo mediciones independientes, $\sigma_{D_K} = \sqrt{2K}\sigma_0$, donde $\sigma_0 = 0,25^\circ$ es la precisión especificada por el fabricante. Esta incertidumbre es significativamente mayor que el error sistemático en la determinación del umbral T .

Con el fin de caracterizar la diferencia de respuesta entre los núcleos 1 y 4, se realizaron ajustes sobre las curvas de fase acumulativa, presentadas en las líneas discontinuas de cada subfigura. Esto permite modelar la tasa de crecimiento de la fase inducida en cada núcleo. Para analizar la discrepancia entre los ajustes, el gráfico 6.1.4 muestra la diferencia entre los ajustes de ambos núcleos. Representa

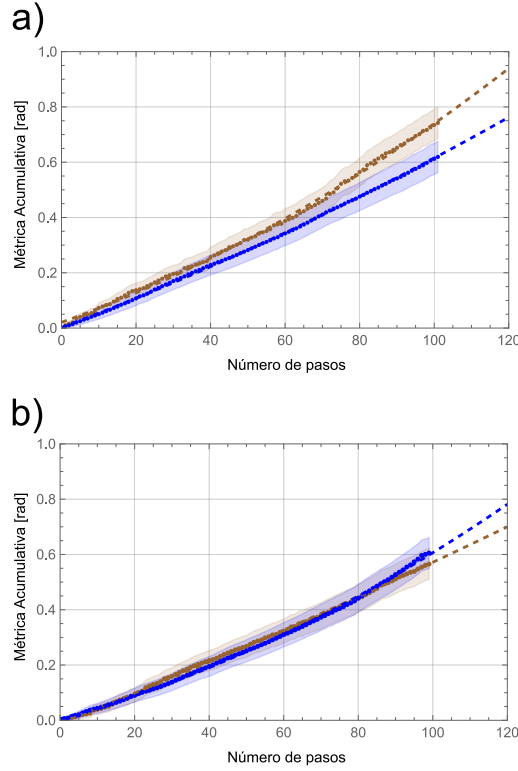


Figura 6.1.3: Métrica acumulativa D_K de los núcleos 1 y 4 cuando el IPC está alineado en (a) dirección vertical y (b) dirección diagonal para una polarización inicial circular derecha. El eje horizontal representa el índice de medición k registrado por el polarímetro. Las líneas discontinuas son ajustes polinómicos a los datos. Las regiones sombreadas representan las bandas de incertidumbre estimadas por propagación de error estándar asumiendo mediciones independientes.

la evolución del desfase acumulado entre los núcleos; además, se observa que, a pesar de que ambos núcleos presentan valores similares en el régimen de baja presión, la divergencia entre sus ajustes se hace más notoria a medida que aumenta la tensión ejercida por el IPC. La diferencia neta entre los valores ajustados para los núcleos 1 y 4 para una presión vertical, evaluada a la presión máxima aplicada (giro 15, 5), es $\delta_1 - \delta_4 = 7,3 \pm 3,5^\circ$. Logrando cuantificar una fase relativa entre núcleos generada por la asimetría en la deformación mecánica de la fibra.

6.1.1. Estabilización de la polarización

La figura 6.1.3(a) sugiere que los núcleos 1 y 4 obtienen fases relativas diferentes cuando el IPC está alineado en la dirección vertical. Sin embargo, este experimento presenta una limitación: las mediciones fueron realizadas de forma independiente

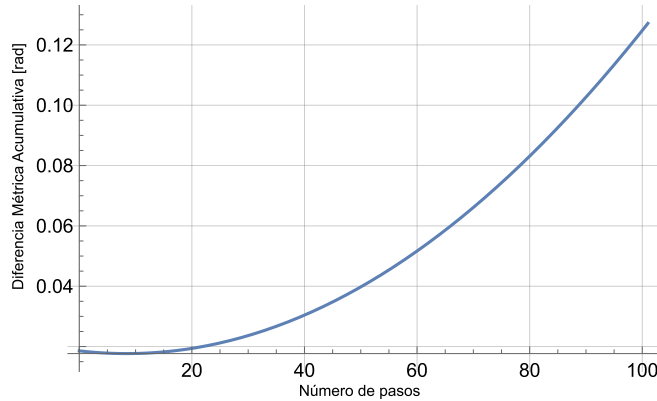


Figura 6.1.4: Diferencia neta entre los ajustes del gráfico 6.1.3 para una presión vertical. La diferencia neta entre los ajustes para los núcleos 1 y 4, evaluada en el punto de máxima presión (15, 5 vueltas), es $\delta_1 - \delta_4 \approx 0,127$ rad.

para cada núcleo. Por lo tanto, para observar una verdadera inducción de fase relativa se propone realizar un experimento de interferometría de dos núcleos.

Para aplicaciones de interferometría, es deseable que la presión actúe únicamente sobre la fase relativa entre los núcleos sin alterar sus estados de polarización individuales y, para las mediciones anteriores, el estado de polarización cambia constantemente a medida que se le aplica presión.

Según las predicciones del modelo teórico del IPC, mostradas en la tabla 5.2.1, cuando la polarización de entrada se ajusta paralelamente al eje lento o rápido del IPC (H o V en nuestra geometría), el IPC actúa como un retardador de fase puro en cada núcleo: el estado de polarización permanece inalterado, es decir, S_1 es constante, pero cada núcleo adquiere una fase absoluta. Esto se puede observar en el gráfico 6.1.5. Los núcleos 1 y 4, a pesar de estar ambos dentro del régimen de r pequeño, adquieren fases absolutas diferentes, ϕ_{1h} y ϕ_{4h} , debido a que la longitud de interacción efectiva L no tiene por qué ser idéntica para cada núcleo.

Dado que el estado de polarización se mantiene inalterado bajo estas condiciones, esta configuración es óptima para su implementación en el experimento de interferometría que se detallará a continuación.

6.2. Experimento de Interferometría

La diferencia de fase resultante entre núcleos se puede medir directamente mediante interferometría de dos núcleos y constituye un control de fase en línea y ajustable

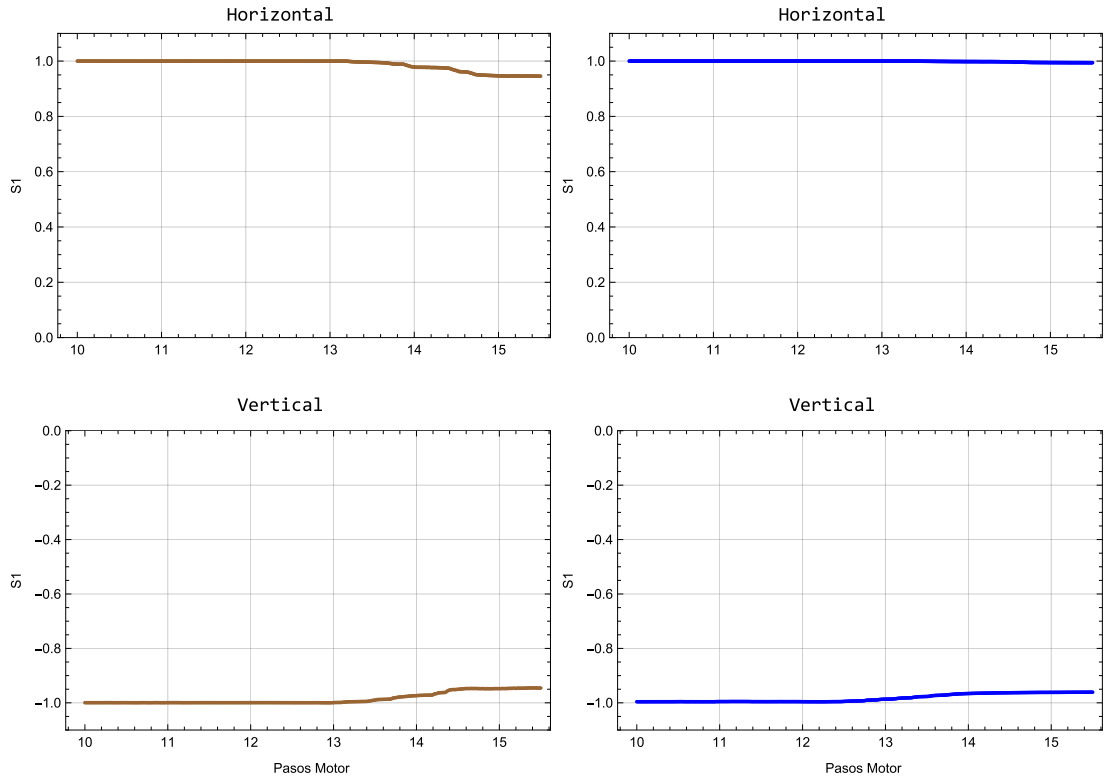


Figura 6.1.5: Parámetro de Stokes S_1 para los núcleos 1 (café) y 4 (azul), en función de las vueltas del tornillo del IPC, para polarizaciones iniciales horizontal y vertical, bajo presión vertical del IPC.

del interferómetro MCF. Para probar esto, se construyó un interferómetro de dos núcleos, donde la principal magnitud observable en el experimento es la diferencia de fase entre núcleos bajo la presión del IPC.

Las figuras 6.2.1 y 6.2.2 muestran trazas temporales representativas del recuento de fotones en los detectores D1 y D2, para polarizaciones de entrada H y V, respectivamente. En ambos gráficos, los detectores presentan una anticorrelación; esto se debe a que se estableció la fase en un punto de operación que fuera fácilmente reproducible. Se observan claras oscilaciones correspondientes a la acción del motor sobre la fibra multi-núcleo; estas variaciones son significativamente más pronunciadas en polarización vertical, mientras que para la polarización horizontal la modulación observada es considerablemente menor. Las mediciones se repitieron tres veces con el fin de confirmar la reproducibilidad y las diferentes contribuciones de fase ambiental. El origen físico de esta diferencia entre ambas polarizaciones se analiza posteriormente en la Sección 6.3.

Antes de calcular la modulación inducida por el IPC, para descartar que las

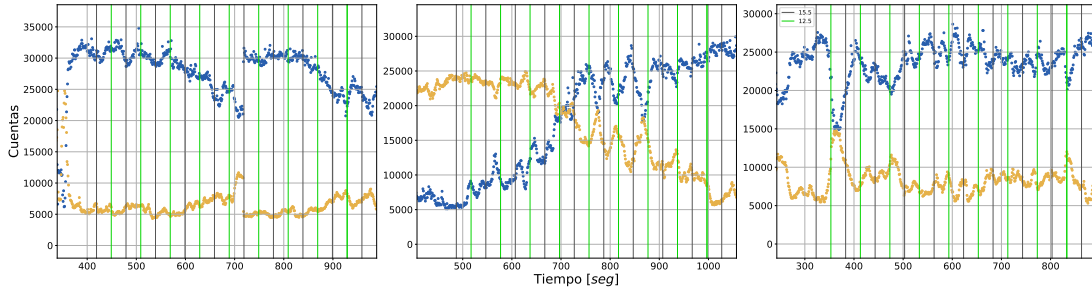


Figura 6.2.1: Evolución temporal de las cuentas de fotones bajo la acción del IPC en posición vertical, con una polarización de entrada horizontal en los núcleos 1 y 4. Las cuentas en los detectores (azul y naranja) muestran las oscilaciones de fase inducidas mecánicamente en la fibra multi-núcleo. Las líneas verticales indican la posición del tornillo en las vueltas 12.5 (verde) y 15.5 (negro). Las subfiguras muestran la reproducibilidad del sistema tras tres mediciones consecutivas.

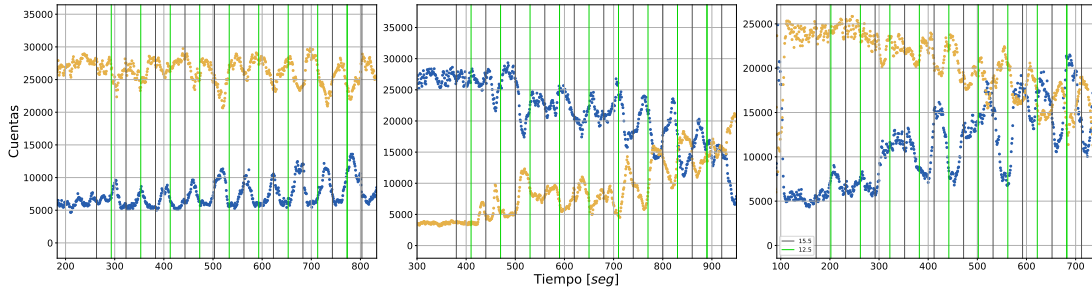


Figura 6.2.2: Evolución temporal de las cuentas de fotones bajo la acción del IPC en posición vertical, con una polarización de entrada vertical en los núcleos 1 y 4. Las cuentas en los detectores (azul y naranja) muestran las oscilaciones de fase inducidas mecánicamente en la fibra multi-núcleo. Las líneas verticales indican la posición del tornillo en las vueltas 12.5 (verde) y 15.5 (negro). Las subfiguras muestran la reproducibilidad del sistema tras tres mediciones consecutivas.

variaciones observadas en el interferómetro sean consecuencia de cambios en el estado de polarización, se analiza la visibilidad de polarización de la interferencia entre ambos núcleos,

$$\mathcal{V} = \sqrt{\frac{1}{2}(1 + \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_4)} \quad (6.2.1)$$

La polarimetría de la figura 6.1.5, aunque tomada en un momento diferente, indica $S_1 \geq 0,95$ para cada núcleo durante toda la actuación. En el peor de los casos, donde las polarizaciones de los dos núcleos se desvían en direcciones opuestas en la esfera de Bloch, cabría esperar un aumento gradual de la visibilidad de 1 a $\mathcal{V}_{\min} \approx 0,95$, por lo que cualquier modulación del conteo producida únicamente

por cambios de visibilidad inducidos por la polarización está limitada por una amplitud de $(1 - \mathcal{V}) I_0 \lesssim 5\%$ de la amplitud de la franja. Las amplitudes de franja medidas para la entrada V superan este límite por un factor de $\approx 3, 4$.

Debido a que el montaje experimental utiliza un divisor de haz de fibra 2x2 antes del acoplamiento del demultiplexador/MCF, la señal viaja por caminos separados. Esto introduce un ruido de fase ambiental en el sistema, generando fluctuaciones que no corresponden a la acción del IPC sobre la fibra. Por esta razón, para identificar las oscilaciones provenientes del sistema y la acción del motor de forma independiente, se realizó un análisis espectral mediante la Transformada Discreta de Fourier.

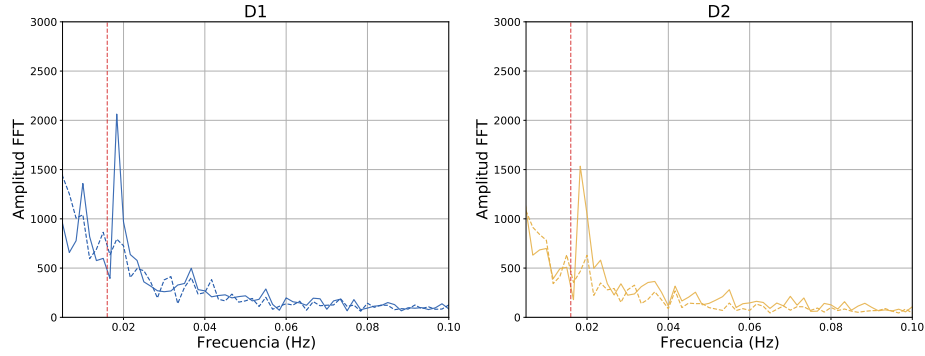


Figura 6.2.3: Promedio de los módulos de las Transformadas Discretas de Fourier (DFT) en los detectores D1 y D2, para polarización vertical (líneas continuas) y horizontal (líneas discontinuas). La frecuencia esperada del motor es $f_{\text{mot}} = 1/60 \text{ Hz} \approx 0,0167 \text{ Hz}$ y está indicada por la línea discontinua roja vertical.

La figura 6.2.3 muestra el promedio de los módulos de las Transformadas Discretas de Fourier (DFT) calculadas para las tres mediciones realizadas para cada polarización. En el espectro correspondiente a la polarización vertical se observa un pico en 0,0183 Hz, mientras que para la polarización horizontal se presenta en 0,018 Hz. Ambos valores son cercanos a la frecuencia esperada de 0,0167 Hz, que corresponde a un ciclo completo de carga y descarga del motor de 60 segundos. Esta discrepancia puede atribuirse principalmente a pequeñas variaciones en el tiempo de respuesta del circuito de control del motor. Por otro lado, la amplitud del pico permite estimar la modulación inducida por el IPC y distinguirla del ruido de fase de baja frecuencia provocado por la separación de las trayectorias.

6.2.1. Fase Relativa entre núcleos

A partir de la amplitud de las oscilaciones (obtenida mediante la transformada de Fourier) y de la diferencia entre el máximo y el mínimo de conteo en cada detector, es posible calcular el ángulo de la fase relativa entre los núcleos 1 y 4.

Para extraer la diferencia de fase entre núcleos de la amplitud de la franja, utilizamos la relación de interferencia de dos puertos para un solo detector,

$$I = \bar{I} + I_0 \cos \varphi \quad (6.2.2)$$

donde $\bar{I}$ es la tasa de conteo media, I_0 la amplitud de la franja (de modo que el pico a pico de la franja completa es $2I_0$) y φ la diferencia de fase entre núcleos. Como se mencionó en la sección 6.2, la fase se estableció en un punto de operación fácilmente reproducible, correspondiente a $\varphi_0 \approx \pi$.

La modulación pico a pico de la tasa de conteo está dada por la diferencia entre el máximo y el mínimo de la oscilación. Donde el mínimo de la oscilación está dado por:

$$\begin{aligned} I_{\min} &= \bar{I} + I_0 \cos(\pi) \\ I_{\min} &= \bar{I} - I_0 \end{aligned} \quad (6.2.3)$$

Y el máximo por

$$\begin{aligned} I_{\max} &= \bar{I} + I_0 \cos(\pi + \delta\varphi) \\ &= \bar{I} - I_0 \cos(\delta\varphi) \end{aligned} \quad (6.2.4)$$

Así, la diferencia, que corresponde al doble de la amplitud queda definida como:

$$\begin{aligned} 2A &= I_{\max} - I_{\min} = -I_0 \cos(\delta\varphi) + I_0 \\ &= I_0 (1 - \cos \delta\varphi) \end{aligned} \quad (6.2.5)$$

donde A es la mitad de la oscilación pico a pico de la modulación inducida, igual a la amplitud del pico espectral en f_{mot} . Aquí, $2I_0$ es el rango completo de conteo pico a pico de franja, obtenido con el motor apagado mientras la fase ambiental varía libremente durante varios periodos de oscilación, y se reporta en la Tabla 6.2.1. Finalmente, al despejar esta expresión, obtenemos la relación analítica para

extraer la fase inducida:

$$\delta\varphi = \arccos\left(1 - \frac{2A}{I_0}\right). \quad (6.2.6)$$

La ecuación (6.2.6) permite calcular la modulación de la fase inducida; sin embargo, asume que la fase de fondo ϕ_0 es un múltiplo de π . Aunque esta condición se cumple experimentalmente, resulta conveniente obtener una estimación independiente del punto de operación. Esto permite verificar que el valor obtenido no es consecuencia de una elección particular de ϕ_0 y proporciona una cota inferior para la modulación de fase inducida.

Se considera la expresión general de la intensidad interferométrica 6.2.2. Si el punto de operación es ϕ_0 y el IPC induce una modulación de fase $\delta\varphi$, entonces

$$\begin{aligned} I_{\min} &= \bar{I} + I_0 \cos(\phi_0) \\ I_{\max} &= \bar{I} + I_0 \cos(\phi_0 + \delta\varphi) \\ 2A &= |I_{\max} - I_{\min}| = I_0 |\cos(\phi_0 + \delta\varphi) - \cos(\phi_0)| \end{aligned} \quad (6.2.7)$$

Utilizando la identidad trigonométrica para la diferencia de cosenos,

$$2A = 2I_0 \left| \sin\left(\phi_0 + \frac{\delta\varphi}{2}\right) \right| \left| \sin\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right) \right| \quad (6.2.8)$$

Para eliminar la dependencia explícita del punto de operación desconocido ϕ_0 , se utiliza la cota $|\sin(\phi_0 + \frac{\delta\varphi}{2})| \leq 1$, se obtiene entonces

$$\begin{aligned} 2A &\leq 2I_0 \left| \sin\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right) \right| \\ \delta\varphi &\geq 2 \arcsin\left(\frac{A}{I_0}\right). \end{aligned} \quad (6.2.9)$$

La igualdad se alcanza cuando el interferómetro opera en su punto de máxima sensibilidad, aproximadamente en $\phi_0 = \pi/2$, donde una misma variación de fase produce el mayor cambio posible en la intensidad interferométrica. En consecuencia, la ecuación (6.2.9) corresponde a la menor modulación de fase compatible con una amplitud de oscilación A dada. En cualquier otro punto de operación, la sensibilidad es menor y, por lo tanto, se requiere de una mayor modulación de

fase para producir la misma amplitud.

Las ecuaciones (6.2.6) y (6.2.9) se aplican independientemente a cada detector y a cada polarización de entrada. Los valores de la modulación de fase entre núcleos se resumen en la tabla 6.2.1. Las mediciones con polarización V poseen ángulos mayores, tales como $\delta\phi \approx 49^\circ$, que los obtenidos con polarización H $\varphi \approx 30^\circ$. Mientras que los valores del límite inferior son $\sim 20^\circ$ para V y $\varphi_{\min} \approx 8^\circ$ para H. Los valores del pico espectral de H se obtuvieron con una altura comparable al fondo de deriva, por lo que la amplitud A queda sobreestimada y se considera que las fases de H son límites superiores. Los valores extraídos de D1 y D2 concuerdan razonablemente entre sí, lo que proporciona una verificación de consistencia interna.

	D1	D2
Vertical (V)		
A (cuentas)	$2063,5 \pm 66,6$	$1534,5 \pm 78,8$
$2I_0$ (cuentas)	$23733,3 \pm 185,2$	$19939,6 \pm 176,3$
$\delta\varphi$ (grad)	$49,3 \pm 0,9$	$46,2 \pm 1,3$
$\delta\varphi_{\min}$ (grad)	$20,0 \pm 0,3$	$17,7 \pm 0,5$
Horizontal (H)		
A (cuentas)	$794,0 \pm 88,5$	$629,7 \pm 58,9$
$2I_0$ (cuentas)	$23924,0 \pm 187,5$	$18079,8 \pm 170,8$
$\delta\varphi$ (grad)	$29,9 \pm 1,7$	$30,6 \pm 1,5$
$\delta\varphi_{\min}$ (grad)	$7,6 \pm 0,4$	$8,0 \pm 0,4$

Cuadro 6.2.1: Modulación de fase entre núcleos $\delta\varphi$ (en grados) extraída de la media de tres ejecuciones experimentales independientes, para los dos detectores (D1, D2) y ambas polarizaciones de entrada (V, H). A es la mitad de la modulación de conteo pico a pico impulsada y $2I_0$ es el rango completo de interferencia de franjas. El valor extremo $\delta\varphi$ se obtiene de la Ec. (6.2.6), y el límite inferior independiente del punto de operación $\delta\varphi_{\min}$ de la Ec. (6.2.9). Las incertidumbres en $\delta\varphi$ son estadísticas, propagadas desde A y $2I_0$. Para la entrada H el pico espectral es comparable al fondo de deriva, por lo que los valores H de $\delta\varphi$ deben leerse como límites superiores. Los errores fueron calculados en el apéndice B1.

6.3. Origen de las fases

Ambas mediciones registran un efecto inter-núcleo distinto de cero. Sin embargo, el modelo teórico presentado en la sección 5.1.1 predice que, para una fuerza puntual aplicada de forma simétrica, los núcleos experimentan las mismas tensiones y, por lo tanto, no debería observarse una diferencia de fase entre ellos. En

consecuencia, lo que se observa en los experimentos es una desviación del modelo teórico. La corrección asociada a la posición exacta de los núcleos, del orden de $(r/R)^2 \approx 6 \times 10^{-3}$ sigue siendo insuficiente para explicar los resultados observados.

La causa más probable de esta diferencia es una asimetría física en la superficie de contacto del IPC. El modelo teórico considera una fuerza aplicada en una línea infinitesimal y perfecta, mientras que la pieza que aplica presión del IPC posee un ancho finito y aplica presión de forma ligeramente asimétrica. Esto hace que cada núcleo sienta una presión efectiva y una longitud de interacción distintas. También es posible que pequeñas diferencias en la birrefringencia residual de fabricación contribuyan en menor medida.

En el modelo teórico, para una fibra de un solo núcleo, al aplicar presión vertical, la polarización H debería ser la que sienta más diferencia de fase según la ecuación 5.3.8; esto se debe a que en el sílice los coeficientes fotoelásticos tienen una relación de $C_2 \approx 6C_1$. Sin embargo, en las mediciones interferométricas se observó experimentalmente que la polarización vertical obtuvo la mayor fase inducida $\phi_v > \phi_h$. Esto ocurre porque la fuerza ejercida por el IPC no es perfectamente vertical, sino que presenta una asimetría o componente en el eje horizontal. Al acoplarse esta fuerza horizontal con la polarización vertical a través del coeficiente dominante C_2 , se genera la diferencia de fase observada entre los núcleos 1 y 4, demostrando que el interferómetro mide la asimetría del campo de esfuerzos inter-núcleo.

6.4. Comparación entre ambos métodos

El experimento de polarimetría mide la fase de birrefringencia intra-núcleo descrita en la ecuación 5.3.6 para cada núcleo de forma independiente. Por otro lado, el experimento de interferometría mide las diferencias de fase entre núcleos definidas en la ecuación 5.3.12. Ambos experimentos están relacionados por la ecuación 5.3.13

Esta relación conecta una magnitud medida con el polarímetro δ_j a partir de la métrica L con una magnitud medida con el interferómetro φ_k , a partir de los desplazamientos de franjas, utilizando aparatos y procedimientos de calibración completamente diferentes.

A pesar de estas limitaciones, ambas técnicas entregan resultados consistentes desde un punto de vista cualitativo. La polarimetría proporciona una diferencia de birrefringencia de $\delta_1 - \delta_4 \approx 7,3 \pm 3,5^\circ$, mientras que la interferometría entrega un valor de $|\varphi_v| - |\varphi_h| = 19^\circ$ para el detector 1 y $|\varphi_v| - |\varphi_h| = 15^\circ$ para el detector 2 (Tabla 6.2.1). Aunque ambos valores difieren aproximadamente por un factor de dos a tres, poseen el mismo orden de magnitud, en concordancia con la relación predicha por el modelo.

No obstante, no se espera una coincidencia cuantitativa exacta entre ambas mediciones. La diferencia de birrefringencia corresponde a un término residual obtenido tras cancelar una fase común mucho mayor. En el experimento interferométrico, dicha cantidad se obtiene como la diferencia entre dos fases del orden de 40° , cada una determinada en mediciones independientes, con distintos puntos de operación y mediante la inversión no lineal de la ecuación (6.2.6). Como consecuencia, la incertidumbre asociada a esta diferencia es considerable. Esta limitación es especialmente importante para el canal H, cuyo pico espectral se encuentra próximo al fondo de deriva. En conclusión, la polarimetría proporciona la estimación cuantitativa más fiable de la diferencia de birrefringencia, mientras que la interferometría constituye una verificación independiente de la consistencia del modelo.

Capítulo 7

Trabajos a Futuro

A pesar de que las predicciones teóricas sugerían un comportamiento distinto, en los resultados experimentales se evidenció la generación de desfase relativo entre los núcleos de la fibra MCF. No obstante, los resultados actuales poseen un carácter cualitativo. Con el fin de mejorar la precisión de las mediciones, se proponen las siguientes mejoras:

1. Optimización del montaje experimental y estabilidad de fase

- **Medición simultánea de polarización:** Una limitación al momento de caracterizar los núcleos consistió en disponer de un único polarímetro. Esto impidió analizar en tiempo real el cambio de polarización que se genera en cada núcleo de forma individual. Se propone implementar la medición en paralelo de al menos 2 núcleos, permitiendo investigar los cambios en los núcleos bajo las mismas condiciones.
- **Reducción de la inestabilidad interferométrica:** Una limitación clave en el análisis de la diferencia de fase de la implementación actual es el ruido de fase adicional introducido por la fibra BS de 2×2 que precede al conector MCF. Este ruido surge porque las dos trayectorias hacia los núcleos 1 y 4 se propagan por separado antes de entrar en la fibra. Una futura mejora consistiría en reemplazar esto por un esquema de división intrafibra, en el que tanto la división como la recombinación ocurren dentro del entorno MCF, eliminando la inestabilidad de las trayectorias separadas.

- **Optimización del sistema:** En trabajos futuros también se propone investigar mecanismos de actuación más rápidos (por ejemplo, compresores en línea piezoeléctricos o electroópticos), cuantificar el rango de ajuste de fase y la linealidad en un rango de tornillo más amplio, y caracterizar la diafonía entre el control de fase y la rotación de polarización residual en función de la alineación de polarización de entrada.

2. Implementación de fibras con distintas estructuras y geometrías

- **Implementación de fibra óptica con distinta geometría:** Debido a la simetría de la fibra MCF de 4 núcleos, al aplicar presión, la diferencia de fase inducida es pequeña. Sin embargo, la geometría de la fibra de 7 núcleos, la cual posee un núcleo central y 6 núcleos externos, permitiría modular un mayor cambio de fase debido a la asimetría en la posición de sus núcleos.
- **Acoplamiento de polarización y núcleo en fibra sin recubrimiento:** Para futuras líneas de investigación se propone aplicar un control de fase integrado (IPC) a una fibra MCF sin recubrimiento ni cubierta. Esto se debe a que, al remover la cubierta, la relación entre la posición de los núcleos y el radio externo de la fibra (r/R) aumenta de $r/R \approx 0,08$ (régimen de r pequeño) a $r/R \approx 0,57$ (régimen de r grande). Como se deduce de los modelos teóricos, en el último régimen la posición de cada núcleo dentro del revestimiento se vuelve altamente relevante. En consecuencia, la acción del IPC dejaría de ser uniforme para todos los núcleos, dando lugar a un acoplamiento entre los grados de libertad de la polarización y los núcleos.

Capítulo 8

Conclusión

En este trabajo se estudió la capacidad de un IPC para inducir y modular diferencias de fase entre núcleos en una MCF de forma integrada. Para ello, se desarrolló un modelo teórico basado en un disco bajo compresión diametral para describir la distribución de tensiones aplicadas por un IPC en una MCF. Este modelo permitió relacionar la retardancia intrá-núcleo con la diferencia de fase inter-núcleo, proporcionando una relación directa entre el experimento de polarimetría e interferencia, aun cuando ambos miden observables distintas.

Se caracterizaron experimentalmente los cambios de polarización que induce el IPC sobre cada núcleo de forma individual. Mediante la polarimetría, se determinó la fase inducida por el IPC a partir de la longitud de la trayectoria de los estados de polarización. El análisis de estas trayectorias reveló que la fase acumulada por cada núcleo era levemente distinta, con un valor de $7,3^\circ \pm 3,5^\circ$, lo cual se atribuye a la asimetría de la geometría de contacto en el IPC.

La interferometría de dos núcleos caracterizó directamente la fase inter-núcleo. Con el eje del IPC alineado con la polarización de entrada, el dispositivo actúa como un desfasador puro. La fase relativa entre los núcleos 1 y 4 evoluciona de forma controlable con la fuerza aplicada, mientras que S_1 permanece fijo. La fase medida entre los núcleos alcanza los $(49,3^\circ \pm 0,9^\circ)$ para una entrada con polarización vertical, con un límite inferior independiente del punto de operación de aproximadamente 20° , superando ampliamente la pequeña diferencia de birrefringencia entre los núcleos.

Las predicciones teóricas reproducen cualitativamente los resultados de

polarimetría de un solo núcleo e interferometría de dos núcleos. A pesar de que el modelo en el régimen de r pequeño predice que todos los núcleos deberían experimentar prácticamente el mismo estado de tensiones, los resultados muestran la existencia de una inducción de fase relativa al aplicar presión mediante el IPC. A pesar de esta discrepancia, ambos experimentos poseen el mismo signo y un orden de magnitud cercano, difiriendo por un factor de dos. Esta diferencia se le atribuye principalmente al mayor nivel de incertidumbre del experimento interferómetro, asociado al ruido del sistema.

Debido a las limitaciones experimentales, tales como la inestabilidad de fase al separar la señal en caminos independientes o la restricción de realizar las mediciones con un único polarímetro, se sugiere optimizar el montaje experimental utilizando una MCF para iluminar simultáneamente más de un núcleo, además de implementar polarímetros en paralelo para registrar las mediciones de polarización de forma simultánea. Asimismo, se propone utilizar fibra de 7 núcleos, ya que, debido a su configuración geométrica, se proyecta que podría inducir un cambio de fase relativo aún mayor.

En síntesis, los resultados muestran que la fase relativa evoluciona de forma continua y controlable con la presión aplicada. En consecuencia, un IPC no solo puede utilizarse para controlar la polarización en una MCF, sino también como modulador de fase inter-núcleo. En este contexto, resulta una alternativa de bajo costo en experimentos de información cuántica, al utilizar un componente comercial. A pesar de que las tasas de modulación mecánica son lentas, podrían incrementarse con compresores de fibra piezoeléctricos o electroópticos, lo que también extendería el rango de sintonización y permitiría caracterizar el acoplamiento residual entre el control de fase y la rotación de polarización en función de la alineación de entrada. Estos resultados abren nuevas posibilidades para el desarrollo de dispositivos de control de fase de bajo costo en fibras multinúcleo y motivan futuras investigaciones orientadas a una caracterización cuantitativa más precisa.

Bibliografía

- [1] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*. Wiley, 1st ed., Aug. 1991.
- [2] J. Senior and M. Jamro, *Optical Fiber Communications: Principles and Practice*. Pearson Education, 3rd ed., 2009.
- [3] G. B. Xavier and G. Lima, “Quantum information processing with space-division multiplexing optical fibres,” *Communications Physics*, vol. 3, p. 9, Jan. 2020.
- [4] S. P. Neumann, A. Buchner, L. Bulla, M. Bohmann, and R. Ursin, “Continuous entanglement distribution over a transnational 248 km fibre link,” *Nature Communications*, vol. 13, p. 6134, Oct. 2022.
- [5] D. J. Richardson, J. M. Fini, and L. E. Nelson, “Space-division multiplexing in optical fibres,” *Nature Photonics*, vol. 7, pp. 354–362, May 2013.
- [6] J. Cariñe, G. Cañas, P. Skrzypczyk, I. Šupić, N. Guerrero, T. Garcia, L. Pereira, M. A. S. Prosser, G. B. Xavier, A. Delgado, S. P. Walborn, D. Cavalcanti, and G. Lima, “Multi-core fiber integrated multi-port beam splitters for quantum information processing,” *Optica*, vol. 7, p. 542–550, May 2020.
- [7] B. J. Puttnam, G. Rademacher, and R. S. Luís, “Space-division multiplexing for optical fiber communications,” *Optica*, vol. 8, no. 9, pp. 1186–1203, 2021.
- [8] B. D. Lio, D. Bacco, D. Cozzolino, N. Biagi, T. N. Arge, E. Larsen, K. Rottwitt, Y. Ding, A. Zavatta, and L. K. Oxenløwe, “Stable transmission of high-dimensional quantum states over a 2 km multicore fiber,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 26, no. 4, pp. 1–8, 2020.
- [9] H. J. Lee, S.-K. Choi, and H. S. Park, “Experimental demonstration of four-dimensional photonic spatial entanglement between multi-core optical fibres,” *Scientific Reports*, vol. 7, no. 1, p. 4302, 2017.
- [10] L. Achatz, L. Bulla, S. Ecker, E. A. Ortega, M. Bartokos, J. C. Alvarado-Zacarias, R. Amezcua-Correa, M. Bohmann, R. Ursin, and M. Huber, “Simultaneous transmission of hyper-entanglement in three degrees of freedom through a multicore fiber,” *npj Quantum Information*, vol. 9, p. 45, May 2023.

- [11] E. S. Gómez, S. Gómez, I. Machuca, A. Cabello, S. Pádua, S. P. Walborn, and G. Lima, “Multi-dimensional entanglement generation with multi-core optical fibers,” *Physical Review Applied*, vol. 15, p. 034024, Mar. 2021.
- [12] G. Cañas, N. Vera, J. Cariñe, P. González, J. Cardenas, P. W. R. Connolly, A. Przysieszna, E. S. Gómez, M. Figueroa, G. Vallone, P. Villoresi, T. F. da Silva, G. B. Xavier, and G. Lima, “High-dimensional decoy-state quantum key distribution over 0.3 km of multicore telecommunication optical fibers,” *Physical Review A*, vol. 96, p. 022317, Aug. 2017.
- [13] M. Zahidy, D. Ribezzo, C. De Lazzari, I. Vagniluca, N. Biagi, R. Müller, T. Occhipinti, L. K. Oxenløwe, M. Galili, T. Hayashi, D. Cassioli, A. Mecozzi, C. Antonelli, A. Zavatta, and D. Bacco, “Practical high-dimensional quantum key distribution protocol over deployed multicore fiber,” *Nature Communications*, vol. 15, p. 1651, Feb. 2024.
- [14] Y. Ding, D. Bacco, K. Dalgaard, X. Cai, X. Zhou, K. Rottwitt, and L. K. Oxenløwe, “High-dimensional quantum key distribution based on multicore fiber using silicon photonic integrated circuits,” *npj Quantum Information*, vol. 3, no. 1, p. 25, 2017.
- [15] Y. Yao, Z. Zhao, and M. Tang, “Advances in multicore fiber interferometric sensors,” *Sensors*, vol. 23, p. 3436, Jan. 2023.
- [16] N. Cuando-Espitia, M. A. Fuentes-Fuentes, A. Velázquez-Benítez, R. Amezcua, J. Hernández-Cordero, and D. A. May-Arrioja, “Vernier effect using in-line highly coupled multicore fibers,” *Scientific Reports*, vol. 11, no. 1, p. 18383, 2021.
- [17] L. Gan, R. Wang, D. Liu, L. Duan, S. Liu, S. Fu, B. Li, Z. Feng, H. Wei, W. Tong, P. Shum, and M. Tang, “Spatial-division multiplexed Mach–Zehnder interferometers in heterogeneous multicore fiber for multiparameter measurement,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 8, pp. 1–8, Feb. 2016.
- [18] J. Antonio-Lopez, Z. Sanjabi Eznaveh, P. Likamwa, A. Schülzgen, and R. Amezcua-Correa, “Multicore fiber sensor for high-temperature applications up to 1000°C,” *Optics Letters*, vol. 39, pp. 4309–4312, 2014.
- [19] L. Ding, Y. Li, C. Zhou, M. Hu, Y. Xiong, and Z. Zeng, “In-fiber Mach-Zehnder interferometer based on three-core fiber for measurement of directional bending,” *Sensors*, vol. 19, p. 205, Jan. 2019.
- [20] R. Ulrich, S. C. Rashleigh, and W. Eickhoff, “Bending-induced birefringence in single-mode fibers,” *Optics Letters*, vol. 5, pp. 273–275, jun 1980.
- [21] Thorlabs, Inc., “Manual fiber polarization controllers.” <https://www.thorlabs.com/manual-fiber-polarization-controllers>. Accessed: 2026-03-30.
- [22] D. Martínez, E. S. Gómez, J. Cariñe, L. Pereira, A. Delgado, S. P. Walborn, A. Tavakoli, and G. Lima, “Certification of a non-projective qudit measurement

- using multiport beamsplitters,” *Nature Physics*, vol. 19, pp. 190–195, Feb. 2023.
- [23] C. Melo, M. Reyes F., D. Arroyo, E. S. Gómez, S. P. Walborn, G. Lima, M. Figueroa, J. Cariñe, and G. Saavedra, “All-fiber architecture for high-speed core-selective switch for multicore fibers,” *Communications Engineering*, vol. 4, p. 77, apr 2025.
- [24] D. Bacco, N. Biagi, I. Vagniluca, T. Hayashi, A. Mecozzi, C. Antonelli, L. K. Oxenløwe, and A. Zavatta, “Characterization and stability measurement of deployed multicore fibers for quantum applications,” *Photonics Research*, vol. 9, pp. 1992–1997, Oct. 2021.
- [25] T. Nakamura, N. Hoghooghi, N. Fontaine, T. Hayashi, T. Nagashima, N. V. Nardelli, D. V. Reddy, M. J. Stevens, T. Fortier, L. K. Shalm, and F. Quinlan, “Sub-femtosecond stabilization of multicore fiber for high-fidelity quantum networking at 100 % duty cycle,” *APL Photonics*, vol. 11, p. 026113, Feb. 2026.
- [26] Thorlabs, Inc., “In-line fiber-optic polarization controllers.” <https://www.thorlabs.com/in-line-fiber-optic-polarization-controllers?tabName=Overview>. Accessed: 2026-03-30.
- [27] OptoSigma, “In-line fiber polarization controllers/IPC-250.” https://sea.optosigma.com/en_sg/ipc-250.html, 2024. Accessed: 2026-03-30.
- [28] M. Johnson, “In-line fiber-optical polarization transformer,” *Applied Optics*, vol. 18, pp. 1288–1289, May 1979.
- [29] A. M. Smith, “Single-mode fibre pressure sensitivity,” *Electronics Letters*, vol. 16, p. 773, Sept. 1980.
- [30] P. D. Gianino and B. Bendow, “Calculations of stress-induced changes in the transverse refractive-index profile of optical fibers,” *Applied Optics*, vol. 20, pp. 430–434, Feb. 1981.
- [31] Y. Park, U.-C. Paek, and D. Y. Kim, “Complete determination of the stress tensor of a polarization-maintaining fiber by photoelastic tomography,” *Optics Letters*, vol. 27, no. 14, p. 1217–1219, 2002.
- [32] M. Silva-Lopez, C. Li, W. N. MacPherson, A. J. Moore, J. S. Barton, J. D. C. Jones, D. Zhao, L. Zhang, and I. Bennion, “Differential birefringence in bragg gratings in multicore fiber under transverse stress,” *Optics Letters*, vol. 29, pp. 2225–2227, Oct. 2004.
- [33] G. Ocampo and K. Saitoh, “Stress distribution analysis in multi-core fibers: birefringence and polarization-mode dispersion characteristics,” *Optics Express*, vol. 33, pp. 16052–16064, Apr. 2025.
- [34] D. H. Goldstein, *Polarized Light*. Boca Raton: CRC Press, 3rd ed., 2017.

- [35] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information: 10th Anniversary Edition*. Cambridge University Press, 2010.
- [36] G. Keiser, *Optical Communications Essentials*. McGraw-Hill, 2003.
- [37] M. Elsherif, A. E. Salih, M. G. Muñoz, F. Alam, B. AlQattan, D. S. Antonysamy, M. F. Zaki, A. K. Yetisen, S. Park, T. D. Wilkinson, and H. Butt, “Optical fiber sensors: Working principle, applications, and limitations,” *Advanced Photonics Research*, vol. 3, no. 11, p. 2100371, 2022.
- [38] G. Keiser, *Optical Fiber Structures and Light Guiding Principles*. Singapore: Springer, 2021.
- [39] J. Cariñe, M. N. Asan-Srain, G. Lima, and S. P. Walborn, “Maximizing quantum discord from interference in multi-port fiber beamsplitters,” *npj Quantum Information*, vol. 7, p. 172, Dec. 2021.
- [40] T. García, *Characterization of a Multiport Beam Splitter for High Dimensional Quantum Information Processing*. PhD thesis, Universidad de Concepción, Concepción, Chile, Sept. 2020.
- [41] Y. J. Rao and D. A. Jackson, *Principles of Fiber-Optic Interferometry*, pp. 167–191. Boston, MA: Springer US, 2000.
- [42] B. H. Lee, Y. H. Kim, K. S. Park, J. B. Eom, M. J. Kim, B. S. Rho, and H. Y. Choi, “Interferometric fiber optic sensors,” *Sensors*, vol. 12, pp. 2467–2486, Mar. 2012.
- [43] Y. Wu, Y. Liu, H. Zhuang, J. Cao, Y. Yang, X. Zhu, D. Sun, Y. Shi, and R. Tao, “High-sensitivity curvature fiber sensor based on miniature two-path Mach–Zehnder interferometer,” *Micromachines*, vol. 15, p. 963, Aug. 2024.
- [44] J. Zhang, Y. Li, and G. Yao, “All fiber Mach–Zehnder interferometer for simultaneous measurement of temperature and refractive index,” *International Journal of Optomechatronics*, vol. 17, p. 2182389, Dec. 2023.
- [45] M. H. Sadd, *Elasticity: Theory, Applications, and Numerics*. Elsevier Butterworth Heinemann, 2005.
- [46] Fibercore, “Multicore fiber variant SM-4C1500(8.0/125)/001 datasheet.” <https://fibercore.humaneticsgroup.com/products/multicore-fiber/multicore-fiber/sm-4c150080125001>. Accessed: 2026-03-30.
- [47] M. M. Frocht, *Photoelasticity*, vol. 1. New York: John Wiley & Sons, 1941.
- [48] HandsOnTec, “TB6600 4A Stepper Motor Driver Module.” <https://handsontec.com/index.php/product/tb6600-4a-stepper-motor-driver-module/>. Accessed: 2026-07-28.
- [49] Thorlabs, “IPM5300: In-Line Polarization Monitor.” <https://www.thorlabs.com/item/IPM5300>. Accessed: 2026-07-28.

Apéndice A

A1. Polarización

Los elementos de la matriz de densidad están dados por:

$$\begin{aligned} \rho_{11} = & |\alpha_h|^2 (\cos^4 \theta + \sin^4 \theta + 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cos \Delta) + \\ & 2|\alpha_v|^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta (1 - \cos \Delta) - \text{Re}[\alpha_h \alpha_v^* \sin(2\theta) \\ & (\cos(2\theta) - e^{i\Delta} \cos^2 \theta + e^{-i\Delta} \sin^2 \theta)] \end{aligned} \quad (\text{A1.1})$$

$$\begin{aligned} \rho_{22} = & |\alpha_v|^2 (\cos^4 \theta + \sin^4 \theta + 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cos \Delta) + \\ & 2|\alpha_h|^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta (1 - \cos \Delta) + \text{Re}[\alpha_h \alpha_v^* \sin(2\theta) \\ & (\cos(2\theta) - e^{i\Delta} \cos^2 \theta + e^{-i\Delta} \sin^2 \theta)] \end{aligned} \quad (\text{A1.2})$$

$$\begin{aligned} \rho_{12} = \rho_{21}^* = & -(|\alpha_h|^2 - |\alpha_v|^2) \cos \theta \sin \theta \\ & (\cos(2\theta) - e^{i\Delta} \cos^2 \theta + e^{-i\Delta} \sin^2 \theta) + \\ & \alpha_h \alpha_v^* (2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta + e^{i\Delta} \cos^4 \theta + e^{-i\Delta} \sin^4 \theta) + \\ & 2\alpha_h^* \alpha_v \cos^2 \theta \sin^2 \theta (1 - \cos \Delta) \end{aligned} \quad (\text{A1.3})$$

Apéndice B

B1. Cálculo de Incertidumbres

La ecuación para calcular la fase está dada por

$$\delta\varphi = \arccos\left(1 - \frac{2A}{I_0}\right) \quad (\text{B1.1})$$

Dado que la amplitud A y la amplitud de la franja I_0 son valores independientes, el cálculo del error se realiza a través de la propagación estándar de errores:

$$\begin{aligned} \sigma_{\delta\varphi} &= \sqrt{\left(\frac{\partial\delta\varphi}{\partial A} \cdot \sigma_A\right)^2 + \left(\frac{\partial\delta\varphi}{\partial I_0} \cdot \sigma_{I_0}\right)^2} \\ &= \sqrt{\frac{I_0^2\sigma_A^2 + A^2\sigma_{I_0}^2}{AI_0^2(I_0 - A)}} \end{aligned} \quad (\text{B1.2})$$

Para calcular las incertidumbres σ_{I_0} y σ_A , primero se considera que (I_0) está dada por

$$I_0 = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{2} \quad (\text{B1.3})$$

Donde $I_{\max}$ representa el máximo número de cuentas de fotones registrado por el detector y $I_{\min}$ el número de cuentas mínimas cuando el motor está apagado.

El conteo de fotones individuales en los detectores está dado por la estadística de Poisson, la varianza de cada medición es igual a su valor medio. Por lo tanto, las incertidumbres asociadas a cada medición puntual corresponden a:

$$\sigma_{I_{\max}} = \sqrt{I_{\max}} \quad (\text{B1.4})$$

$$\sigma_{I_{\min}} = \sqrt{I_{\min}} \quad (\text{B1.5})$$

Para determinar el error de I_0 , se aplica el teorema general de propagación de errores:

$$\begin{aligned} \sigma_{I_0} &= \sqrt{\left(\frac{\partial I_0}{\partial I_{\max}} \cdot \sigma_{I_{\max}}\right)^2 + \left(\frac{\partial I_0}{\partial I_{\min}} \cdot \sigma_{I_{\min}}\right)^2} \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{I_{\max} + I_{\min}} \end{aligned} \quad (\text{B1.6})$$

Para obtener la incertidumbre de la amplitud promediada (σ_A), se debe analizar primero, la propagación del ruido de fotones hacia una única Transformada Rápida de Fourier (FFT), y segundo, el efecto estadístico de promediar múltiples espectros independientes.

La transformada de Fourier está dada por

$$X_k = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-i \frac{2\pi}{N} kn} \quad (\text{B1.7})$$

Debido a que la transformada es lineal, la propagación de errores está dada por

$$\sigma_{X_k}^2 = \sum_{n=0}^{N-1} \left| \frac{\partial X_k}{\partial x_n} \right|^2 \sigma_n^2 \quad (\text{B1.8})$$

Donde

$$\left| \frac{\partial X_k}{\partial x_n} \right|^2 = \frac{1}{N} \quad (\text{B1.9})$$

Asumiendo que el ruido está dominado por estadística de Poisson en las mediciones temporales, de modo que $\sigma_n^2 = x_n$, se obtiene

$$\sigma_{X_k} = \sqrt{\frac{\sum x_n}{N}} \quad (\text{B1.10})$$

El espectro final de amplitudes se calcula como el promedio aritmético de $m = 3$ transformadas de Fourier independientes:

$$\bar{A} = \frac{A_1 + A_2 + A_3}{3} \quad (\text{B1.11})$$

Donde A_i corresponde a la amplitud del pico espectral en la frecuencia del motor obtenido en la i -ésima medición.

Aplicando nuevamente la propagación de errores en cuadratura para una función promedio, debido a que las fluctuaciones cuánticas de fotones en cada una de las 3 mediciones son estadísticamente independientes, se obtiene:

$$\sigma_A = \sqrt{\left(\frac{\partial \bar{A}}{\partial A_1} \sigma_1\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{A}}{\partial A_2} \sigma_2\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{A}}{\partial A_3} \sigma_3\right)^2} \quad (\text{B1.12})$$

Dado que las derivadas parciales de la ecuación son de forma idéntica $\frac{\partial \bar{A}}{\partial A_i} = \frac{1}{m}$, la relación final para la incertidumbre de la amplitud promediada se reduce a:

$$\sigma_A = \frac{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2}}{m} \quad (\text{B1.13})$$

B1.1. Error métrica

La métrica acumulativa está dada por

$$D_K = \sum_{k=1}^K \left| \vec{S}_k - \vec{S}_{k+1} \right|, \quad (\text{B1.14})$$

El fabricante del polarímetro especifica la exactitud de cada medición del estado de polarización mediante el parámetro *SOP Accuracy* ($\pm 0,25^\circ$) (49). En este trabajo, dicha especificación se toma como una incertidumbre efectiva de cada medición y se denota por σ_0 , asociado a cada vector de Stokes. Además, se asume que las incertidumbres de mediciones consecutivas son independientes. Como cada término d_k depende de dos mediciones del estado de polarización, su incertidumbre se obtiene mediante propagación en cuadratura,

$$\sigma_{d_k} = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_0^2} = \sqrt{2} \sigma_0 \quad (\text{B1.15})$$

Finalmente, la incertidumbre de la métrica acumulativa resulta de propagar en

cuadratura las contribuciones de los K pasos independientes,

$$\sigma_{D_K} = \sqrt{\sum_{k=1}^K \sigma_{d_k}^2} = \sqrt{2K} \sigma_0 \quad (\text{B1.16})$$

Apéndice C

C1. Sistema de Control del motor

C1.1. Conexión Driver y Arduino

Para automatizar el movimiento continuo del tornillo del IPC, se utilizó un motor a pasos NEMA 17 y el driver TB6600 para el procedimiento. Para la conexión del driver al motor a pasos se consideraron las especificaciones de corriente y diagrama de pines indicadas en (48), las cuales se muestran en el siguiente esquema:

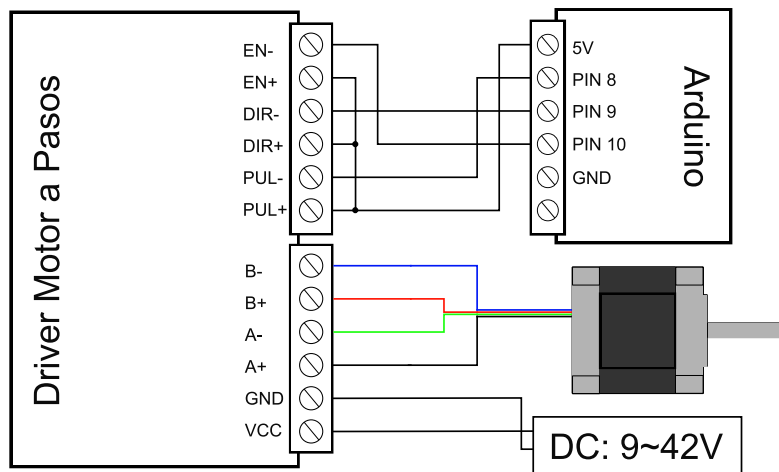


Figura C1.1: Diagrama de conexiones de motor a pasos NEMA 17, en configuración de ánodo común.

Las funciones de las terminales del driver se describen a continuación:

- $EN_{\pm}$: Regula el paso de corriente hacia el motor, permitiendo habilitar o deshabilitar el driver.

- DIR $\pm$: Permite controlar el sentido de giro del motor (horario o antihorario).
- PUL $\pm$: Sincroniza el movimiento, por cada pulso, el motor gira en un ángulo determinado (paso).
- Salidas de Potencia (A+/A- y B+/B-): Suministran la corriente directamente a las bobinas del motor para energizar sus fases.
- GND/VCC: Tierra y fuente de alimentación externa, respectivamente.

La interfaz de control entre la placa Arduino Uno y el driver del motor se diseñó mediante una configuración de lógica invertida (ánodo común), estructurada de la siguiente manera:

- Pines de Control Positivos (ENA+, DIR+, PUL+): Se conectan a los pines digitales del Arduino Uno, el cual modula el estado lógico de estos pines para habilitar/deshabilitar la dirección y frecuencia de los pasos.
- Pines de Control Negativos (ENA-, DIR-, PUL-): Se conectan en paralelo al pin de 5V del Arduino. El pin de 5V actúa como referencia común (ánodo), por lo que el driver se activa cuando el Arduino envía un pulso de baja tensión (0V o GND) a los pines positivos.

C1.2. Configuración Micropasos

El motor NEMA 17 posee un ángulo de paso base de 1,8°, lo que implica que requiere un total de 200 pasos para completar una vuelta completa. No obstante, esta resolución angular se puede incrementar mediante la configuración de micropasos en el driver. Dependiendo de la posición de los interruptores, es posible subdividir el paso base hasta 32 veces. La configuración que se utilizó en el experimento fue:

Micro paso	Rev	S1	S2	S3
4	800	OFF	ON	ON

Bajo esta configuración, el ángulo de paso efectivo se reduce a 0.45°, por lo que el sistema requiere de 800 pulsos para que el motor complete una vuelta entera. Esta subdivisión permite un desplazamiento mucho más suave y un control de posición más preciso en el tornillo del IPC.

C1.3. Código Arduino

El motor fue controlado mediante un programa desarrollado en Arduino. El programa utilizado se muestra a continuación:

```
1 int PUL = 8;
2 int DIR = 9;
3 int EN = 10;
4
5 const long totalpulses = 4400; // Cantidad de pulsos , 4400=5.5
    vueltas. Se ajusta dependiendo del experimento.
6 int pulseDelay = 6250; // Ajusta la velocidad
7
8 void setup() {
9     pinMode(PUL, OUTPUT);
10    pinMode(DIR, OUTPUT);
11    pinMode(EN, OUTPUT);
12    digitalWrite(EN, HIGH);
13 }
14
15 void loop() {
16     delay(10000); //Espera inicial [ms]
17
18     for (int ciclo = 0; ciclo < 1; ciclo++) {
19
20         digitalWrite(DIR, LOW);
21         for (long i = 0; i < totalpulses; i++) {
22             digitalWrite(PUL, HIGH);
23             delayMicroseconds(pulseDelay);
24             digitalWrite(PUL, LOW);
25             delayMicroseconds(pulseDelay);
26         }
27         delay(15000);
28         digitalWrite(DIR, HIGH);
29         for (long i = 0; i < totalpulses ; i++) {
30             digitalWrite(PUL, HIGH);
31             delayMicroseconds(pulseDelay);
32             digitalWrite(PUL, LOW);
33             delayMicroseconds(pulseDelay);
34         }
35     }
36     while (true); // detiene el programa
37 }
```

El programa permite controlar el sentido de giro, el número de pulsos mediante *totalpulses*, la velocidad de movimiento mediante *pulseDelay* y el numero de repeticiones del ciclo. Estos parámetros fueron ajustados de acuerdo con los requerimientos de cada experimento.