

Ensamblaje del interferómetro Mach Zehnder

Elkin Daniel Sepúlveda A.*

Universidad de los Andes, Bogotá, Colombia.

(Dated: 9 de diciembre de 2022)

Este proyecto nos enfocaremos en el ensamblaje de un interferómetro de Mach-Zehnder para el láser CW de $\lambda = 808\text{nm}$ y luz blanca. Debido a sus propiedades electromagnéticas y a los instrumentos ópticos que componen el sistema, nos permite medir la intensidad electromagnética, con modificaciones de distancias. Que resultan, en diferencias de fases (desfase) entre los haces de luz. Se obtuvo su comportamiento teórico de la intensidad electromagnética para las dos fuentes con datos experimentales de su espectro en frecuencia y se observó la variación temporal para el láser CW de la interferencia espacial.

I. INTRODUCCIÓN

Gracias a los avances teóricos y experimentales en la física de la luz, se ha obtenido un gran conocimiento de las propiedades, como la reflexión, refracción, difracción, interferencia y como se pueden aplicar.

Una de estas aplicaciones son sistemas ópticos que aprovechan la interferencia entre dos haces de luz, conocidos como interferómetros. Dichos sistemas proporcionan datos de gran precisión, por ejemplo, en la diferencia de la distancia de dos caminos recorrida por dos haces de luz (camino óptico) que lleguen al mismo punto, como en el interferómetro de Michelson [1] (ver figura 1(a)) e interferómetro Mach Zehnder [2] (ver figura 1(b)). Estos sistemas ópticos necesitan estar alineados y con una diferencia de caminos máxima de escala dependiendo de tipo de fuente, para las fuentes de luz coherente, por ejemplo, el láser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) puede ser de escalas grandes (astronómicas) y para una fuente de luz blanca es de la escala de micrómetros.

Nos enfocaremos en el interferómetro de Mach-Zehnder para el láser y luz blanca. Debido a los instrumentos ópticos que la componen, nos permite realizar modificaciones de distancias y/o ángulos. Que resultan, en diferencias de fases (desfase) entre los haces de luz (ver figura 1(b)). Dicho desfase se relaciona con la diferencia de camino óptico.

Para una medición precisa de distancia es necesario alinear estos instrumentos en el laboratorio. Con ello, podemos analizar la intensidad eléctrica con la que llegan las ondas electromagnéticas a los detectores y de ahí observar el desfase, que se explicará teóricamente (sección II) y experimentalmente (secciones III y IV).

Con este sistema alineado se puede trabajar en diferentes aplicaciones como: interferencia multifotónica [Proyecto en proceso en el grupo de investigación de óptica cuántica de la Universidad de los Andes],

transferencia radiativa de calor (medir variaciones de presión, densidad, temperatura en los gases)[3], el estudio de la función de Wigner [4], etc.

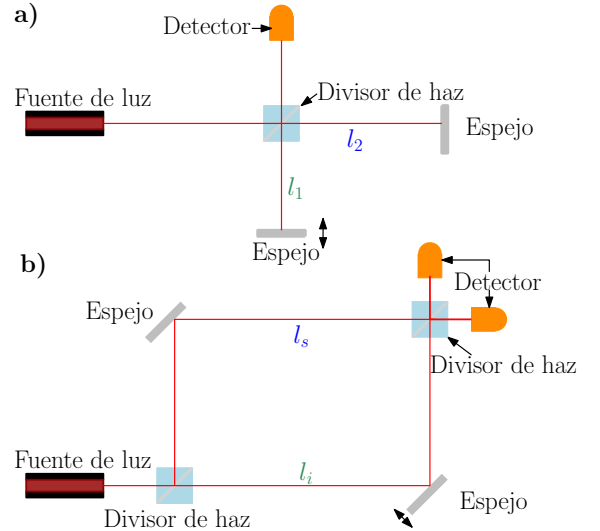


Figura 1. Montaje teórico del interferómetro a) Michelson [1] y b) de Mach-Zehnder [2].

II. MARCO TEÓRICO

Un interferómetro Mach-Zehnder es un sistema óptico, donde dos haces de luz recorren dos caminos ópticos diferentes, con el mismo punto de origen y de detección (ver figura 1(b)). Dado que estos caminos son diferentes, generan una diferencia de fase en las ondas electromagnéticas que llegan a los detectores. Una forma de estudio de este desfase, es tomar los conceptos de óptica clásica [5][6].

Tomaremos dos ondas electromagnéticas llegando al primer divisor de haz (BS) a un tiempo t . Luego, una recorre el camino superior (l_s) y la otra el camino inferior (l_i) (ver figura 1(b)), haciendo que su campo eléctrico

* Correo institucional: e.sepulveda@uniandes.edu.co

en el detector sea una superposición de estas

$$\vec{E}_d = \vec{E}_s \left(t + \frac{l_s}{c} \right) + \vec{E}_i \left(t + \frac{l_i}{c} \right), \quad (1)$$

donde \vec{E}_s y \vec{E}_i son los campos eléctricos de las ondas electromagnéticas. Realizando una sustitución de notación de la forma $\tau_s = t + \frac{l_s}{c}$, $\tau_i = t + \frac{l_i}{c}$ y $\tau = \frac{l_i + l_s}{c}$, debido a que τ es una variable muda, entonces $\tau = t$, quedando 1 de la forma

$$\vec{E}_d = \vec{E}_s(t + \tau) + \vec{E}_i(t) = E_s(t + \tau)\hat{e}_s + E_i(t)\hat{e}_i. \quad (2)$$

Ahora, debido a que la frecuencia del espectro visible es de escalas demasiado grandes para los detectores. La intensidad la tomamos como el valor medio del vector de Poynting, es decir, $I = \langle \vec{S} \rangle_T \propto \langle \vec{B} \times \vec{E} \rangle_T$. Debido a que el campo magnético es: $\vec{B} \propto \vec{k} \times \vec{E}$. Podemos definir la intensidad como

$$I = \epsilon_0 c \langle \vec{E}_d^2 \rangle_T = \epsilon_0 c \left[\langle \vec{E}_s^2 \rangle_T + \langle \vec{E}_i^2 \rangle_T + 2 \langle \vec{E}_s \cdot \vec{E}_i \rangle_T \right]. \quad (3)$$

tomado el campo eléctrico de las ondas electromagnéticas planas y hallando su valor medio ¹, obtenemos

$$I = \epsilon_0 c \left[\frac{E_{0s}^2}{2} + \frac{E_{0i}^2}{2} + 2 \text{Re} \{ \langle E_s(t + \tau) E_i(t) \rangle_T \} \hat{e}_s \cdot \hat{e}_i \right]. \quad (4)$$

sí

$$I = I_s + I_i + I_{si}, \quad (5)$$

tenemos

$$I_s = \epsilon_0 c \frac{E_{0s}^2}{2}; \quad I_i = \epsilon_0 c \frac{E_{0i}^2}{2};$$

$$I_{si} = 2\epsilon_0 c \text{Re} \{ \langle E_s(t + \tau) E_i(t) \rangle_T \}. \quad (6)$$

Ya que llegan las ondas electromagnéticas con la misma polarización $\hat{e}_s \cdot \hat{e}_i = 1$. Tomando los campos de en función de la frecuencia (Transformada de Fourier), es decir,

$$E_n(t) = \int_0^\infty d\omega E_n(\omega) e^{-i\omega t}. \quad (7)$$

Reemplazando en la ecuación 6 y tomando la definición de valor medio para periodos grandes

$$I_{si} = 2\epsilon_0 c \text{Re} \left[\int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty dt d\omega' d\omega | E_s(\omega) E_i^*(\omega) |^2 * \right.$$

$$\left. * e^{-i(\omega - \omega')t} e^{-i\omega\tau} \right]. \quad (8)$$

Solucionando

$$I_{si} = 2\epsilon_0 c \text{Re} \left[\int_0^\infty d\omega | E_s(\omega) E_i^*(\omega) |^2 e^{-i\omega\tau} \right]. \quad (9)$$

Con este resultado la ecuación 5, nos queda

$$I = I_s + I_i + 2\epsilon_0 c \text{Re} \left[\int_0^\infty d\omega | E_s(\omega) E_i^*(\omega) |^2 \exp\{-i\omega\tau\} \right]. \quad (10)$$

Tenemos la misma fuente de luz y que el BS genera un 50% de intensidad para los dos caminos. Por tanto, $I_s = I_i = I_0$, entonces

$$I(\tau) = 2I_0(1 + \text{Re}\{\exp\{-i\omega_0\tau\}\Gamma(\tau)\})$$

$$I(\tau) = 2I_0(1 + \cos(\omega_0\tau)\Gamma(\tau)), \quad (11)$$

siendo $\Gamma(\tau)$ es la función de autocorrelación, que se define

$$\Gamma(\tau) = \int_0^\infty d\omega \frac{\epsilon_0 c | E(\omega) |^2}{I_0} \exp\{-i(\omega - \omega_0)\tau\}. \quad (12)$$

En la ecuación 11 tenemos la relación entre la intensidad que llega al detector (I_d) y la diferencia de los caminos ópticos (τ).

Seguimos con el análisis de la intensidad para nuestros casos de interés, como es el láser y la luz blanca.

A. Interferencia para el láser CW

El láser CW es una fuente de luz coherente monocromática, por tanto, $\omega = \omega_0$. Haciendo que su función de autocorrelación es igual a 1 ($\Gamma(\tau) = 1$, ya que

$$E_{laser}(\omega) = | E_0 | \delta(\omega_0 - \omega). \quad (13)$$

Quedando la intensidad del Mach Zender (ecuación 11)

$$I_{laser}(\tau) = 2I_0(1 + \cos(\omega_0\tau)) = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{\omega_0\tau}{2} \right). \quad (14)$$

En la figura 2b) muestra el comportamiento de la intensidad en función de la diferencia de caminos.

B. Interferencia para la luz blanca

Para el caso de la luz blanca (LB), tenemos una función gaussiana, es decir,

$$E_{LB}(\omega) = | E_0 | \exp \left\{ -\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma^2} \right\}, \quad (15)$$

¹ $\langle f(t) \rangle_T = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(t) dt$

donde σ es el ancho máximo de la función espectral. Reemplazando la ecuación 15 en la ecuación 12 y solucionando la integral, llegamos

$$\Gamma_{LB}(\tau) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma \exp\left\{-\frac{(\sigma\tau)^2}{4}\right\}. \quad (16)$$

Quedando la intensidad del Mach Zender (ecuación 11)

$$I_{LB}(\tau) = 2I_0 \left[1 + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma \exp\left\{-\frac{(\sigma\tau)^2}{4}\right\} \cos(\omega_0\tau) \right]. \quad (17)$$

En la figura 2d) muestran el comportamiento de la intensidad en función de la diferencia de caminos en diferentes casos.

III. MARCO EXPERIMENTAL

En la sección anterior se llegó a las ecuaciones 14 y 17, que relacionan la intensidad de las ondas electromagnéticas con la diferencia de caminos, lo cual los detectores nos miden. Donde nosotros en el laboratorio, por la variación de la distancia de uno de los instrumentos ópticos, como se tomó en la sección anterior (ver figura 1(b)), observaremos las diferentes intensidades. Pero surge la siguiente, ¿es posible crear el montaje (ver figura 1(b)) y que se pueda manipular en el laboratorio? La respuesta es sí, pero tenemos problemas en la manipulación de este sistema, en específico alineando el espejo "móvil", ya que manipular los espejos en laboratorio para modificar la distancia, nos haría modificar el montaje original, haciendo arduo y extenso el trabajo. Para solucionar este problema se propuso el sistema de la figura 3(a). En el cual se agrega un prisma Dove (DP), que es "sencillo" de manipular su movimiento (reduciendo el trabajo que se realiza para variar la distancia de uno de los caminos[4]). Debido al índice de refracción del DP los caminos difieren de distancias. Por tanto, agregamos una configuración de espejos adicional (M6, M5 y M3). Para realizar el montaje que se muestra en la figura 3(a), se dividirá en cinco fases.

En la fase uno, se caracterizó experimentalmente el espectro en frecuencia del láser y la fuente de luz blanca (ver figura 2a) y c)), con el equipo *ocean optics*. Con la teoría (ecuaciones 14 y 17) encontramos el comportamiento que queremos observar del sistema propuesto. En la fase dos, iniciaremos con la alineación del haz de la fuente y su división. Montando los espejos M1 y M2, a una distancia entre ellos de 20cm. Un polarizador (P) debido a que se desconoce la polarización de la fuente de luz. Un lambda medio ($\frac{\lambda}{2}$), para dividir en 50% la polarización del haz, es decir, 50% de polarización vertical (PV) y 50% horizontal (PH). Un divisor de haz polarizado (PBS), que refleja las ondas electromagnéticas de PV y refracta las que poseen PH. Luego, alineamos estos instrumentos ópticos hacia los caminos d_1 y d_5 (ver

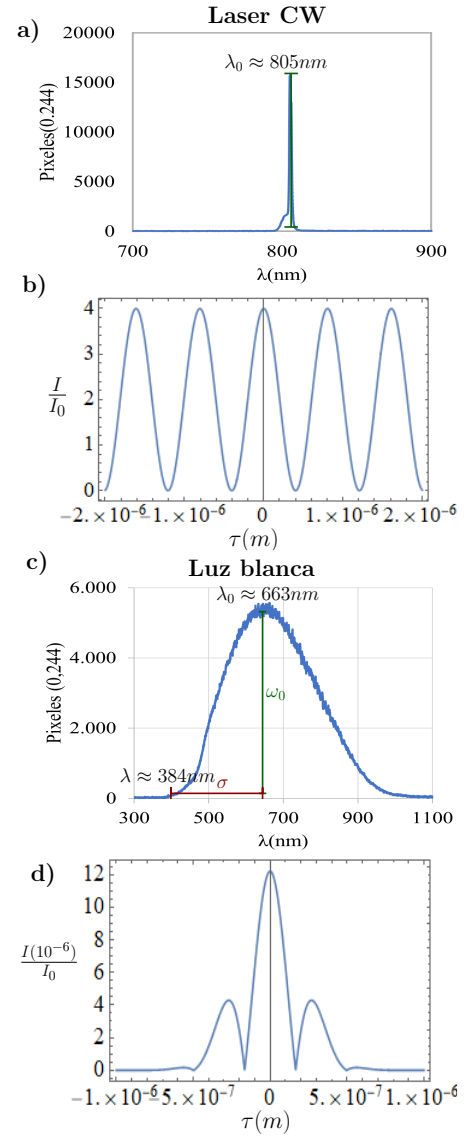


Figura 2. a) y c) Espectro en función de la longitud de onda ($\lambda = \frac{2\pi c}{\omega_0}$). b) y d) coeficiente de intensidad en función de la diferencia de caminos (τ) del láser y de la luz blanca, respectivamente.

figura 3(a)).

La fase tres consta de montar los instrumentos ópticos para el camino inferior, es decir, montar M5 a $d_1 = 10 \text{ cm}$ del PBS, M3 a $d_2 = 10 \text{ cm}$ de M5 y M4 a $d_3 = 10 \text{ cm}$ de M3. Esta configuración de espejo la hacemos para alargar el camino y con ello, poder llegar a $l_i = l_s$. Luego, colocamos un ($\frac{\lambda}{2}$) para que las polarizaciones sean iguales y alineamos hacia d_4 (ver figura 3(a)).

La fase cuatro consta de montar los instrumentos ópticos del camino óptico superior, iniciamos con el prisma Do-

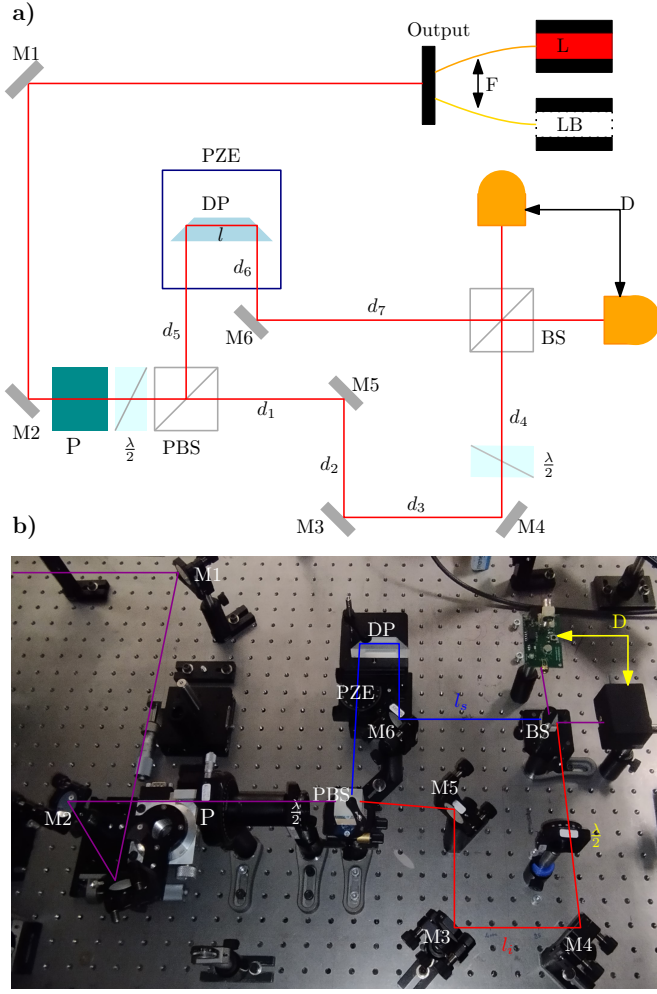


Figura 3. a) Bosquejo y b) montaje experimental del interferómetro de Mach-Zehnder.

ve (DP) en un piezo-eléctrico (PZE) a $d_5 = 17,5\text{cm}$ del PBS y a $d_6 = 7,5\text{cm}$ el M6. Estos instrumentos los alineamos hacia d_7 (ver figura 3(a)).

Finalmente, en la fase cinco montamos un divisor de haz (BS) a $d_7 = 16,5\text{cm}$ de M6 y $d_4 = 20\text{cm}$ de M4. El cual, se alinea hacia los detectores y con esto envía dos señales diferentes a cada detector (ver figura 3(a)). Haciendo que uno muestre la interferencia constructiva y el otro la interferencia destructiva. Luego, variamos la distancia del DP con el PZE conectado a una fuente de voltaje. Donde para hacer periódica los cambio de voltaje, se puede implementar haciendo una señal de paso, que puede ser configura desde el computador.

IV. ANÁLISIS Y RESULTADOS

Siguiendo los pasos descritos en la sección anterior, se llegó al montaje que se muestra en la figura 3 b).

A. Láser CW

Antes de ir a las mediciones de interferencia temporal para el láser, se revisó que la alineación estuviera correctamente con una cámara CCD, que nos muestra el perfil del haz que está llegando por cada camino (ver figura 4a) y b)) y la si se tiene interferencia espacial (ver figura 4c)). Donde se obtuvo que el sistema estaba alineado y presentaba interferencia espacial (Franjas intercaladas²). Pero este no es el objetivo del proyecto, es la interferencia temporal. Para ello, se movió el PZE entre 0V a 60V, es decir, de $0\mu\text{m}$ a $20\mu\text{m}$. Donde se registró en video³ como las franjas de interferencia se mueven a medida del aumento del voltaje. Por tanto, estamos observando la interferencia temporal.

Seguimos el procedimiento midiendo con los fotodetec-

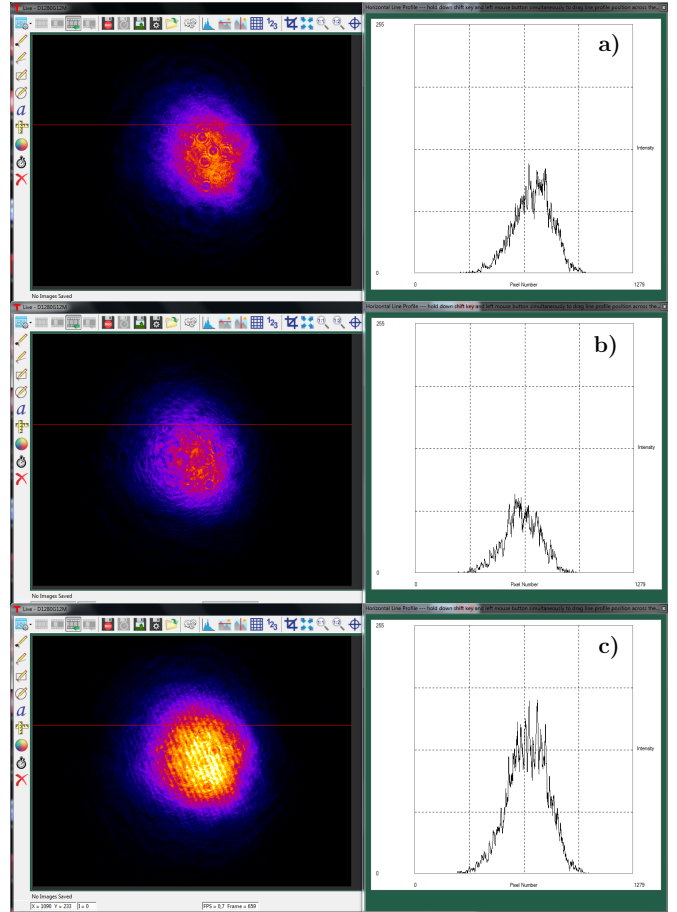


Figura 4. Perfil de haz llegando a la cámara CCD del a) camino superior y b) camino inferior. c) Perfil espacial de la interferencia entre los dos haces.

² Para conocer sobre la interferencia espacial y el porqué de las franjas, se puede dirigir a la referencia [5] capítulo 8.

³ https://www.youtube.com/watch?v=5BifP_1eG_o

tores conectados al osciloscopio. Donde no se observó variación, lo que no llevo a revisar el sistema y documentos al respecto. Encontrando que la potencia del láser no es lo suficientemente alta para que el fotodiodo (FDS100) registrara los cambios esperados. Esto debido a un mal acoplamiento entre la fuente del láser y las fibras ópticas que llevan el haz al montaje. Para la luz blanca se necesita de más tiempo y que el montaje muestre la interferencia del láser. Por tanto, se seguirá el proceso.

V. CONCLUSIONES

- Teóricamente, encontramos la relación entre el desfase de las ondas electromagnéticas que llegan al detector con la diferencia del camino óptico, se presentó con la intensidad electromagnética.
- Conociendo el comportamiento de intensidad elec-

tromagnética, se pudo con datos experimentales del espectro en frecuencia de la dos fuentes de luz. Encontrar su comportamiento esperado de la interferencia temporal.

- Se observó la interferencia espacial entre los dos haces de luz y como está varía moviendo el piezoeléctrico.
- No se obtuvo la comparación entre la teoría y el experimento en el láser. Debido a una baja potencia del haz, por causas de un mal acoplamiento entre la fibra óptica y la fuente del láser.

VoBo: _____

PhD Alejandra Catalina Valencia Gonzalez.
Universidad de los Andes.
Grupo de óptica cuántica.

-
- [1] A.A. Michelson and E.W. Morley. On the relative motion of the earth and the luminiferous aether. *Philosophical Magazine*, 24:449–463, 5 1887.
- [2] Zehnder Ludwig. Zeitschrift für instrumentenkunde. *Ein neuer Interferenzrefraktor*, 11, 1891.
- [3] R. Chevalerias, Y. Latron, and C. Veret. Methods of interferometry applied to the visualization of flows in wind tunnels. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 47(8):703, August 1957.
- [4] Andrés Martínez Silva. Characterization of quantum states of light by means of homodyne detection and reconstruction of wigner functions. *Universidad de los Andes*, 2020.
- [5] B.D. Guenther. *Modern Optics*. Oxford University Press, 2015. ISBN 9780198738770. URL <https://books.google.com.co/books?id=jSggCgAAQBAJ>.
- [6] Eugene Hecht. *Optics*, volume 4. Addison Wesley, 2002.