

ESTUDIO EXPERIMENTAL DE LOS EFECTOS DEL FILTRADO ESPECTRAL EN LA INTERFERENCIA TEMPORAL DE UN SOLO FOTÓN

Omar Calderón Losada, Cód. 201210623
Departamento de física. Universidad de los Andes

Resumen

Se presentan los esfuerzos para construir un filtro interferencial de bajo costo basado en una cavidad de tipo Fabry-Pèrot con la que se realizó un estudio experimental de los efectos del filtrado sobre el patrón de interferencia temporal de un solo fotón en un interferómetro de Mach-Zenhder. Así mismo, se caracterizó un piezo-eléctrico también de bajo costo como desfasador en el interferómetro y se midió la interferencia temporal para el régimen de un solo fotón alcanzado mediante un láser atenuado.

1. Introducción

Actualmente se conoce como qubit a la unidad básica de información que puede ser manipulada en cualquier algoritmo de computación cuántica. Físicamente corresponde a un sistema cuántico de dos niveles y en particular, cuando se trabaja con fotones, cualquiera de sus grados de libertad, como la polarización [1], los modos espaciales (camino) [2], o sus tiempos de llegada a fotodetectores [3], pueden ser utilizados en la implementación de qubits. Inclusive se pueden considerar varios de estos grados de libertad para la preparación de múltiples qubits en un solo fotón [4].

En cualquier montaje experimental que busque implementar tareas de computación cuántica se distinguen al menos dos etapas importantes: La preparación del estado que va a ser afectado por algún proceso o algoritmo y la reconstrucción del estado resultante. Ambas etapas son críticas debido a que las imperfecciones de los elementos ópticos utilizados y las dificultades para una alineación perfecta de los montajes pueden generar distintas problemáticas como: preparar un estado que no necesariamente es puro, que la reconstrucción no corresponda con el estado producido o peor aún que no pueda realizarse dicha reconstrucción aun cuando teóricamente el esquema planteado sea consistente con lo que se pretende hacer.

La preparación y reconstrucción del estado arbitrario de un qubit en camino fue planteada recientemente por S. Baek y Y. Kim [5] mediante el uso de un interferómetro tipo Mach-Zenhder y es de nuestro interés reproducir los resultados experimentales obtenidos por ellos con el objeto de desarrollar las herramientas que nos permitan realizar este tipo de procesos en el laboratorio de óptica cuántica de la Universidad. Como ya se comentó, una de las dificultades que aparece

tiene que ver con la alineación. En este caso, se debe garantizar que la diferencia de caminos del interferómetro sea **prácticamente cero** para lograr discriminar el patrón de interferencia temporal, con una buena visibilidad ya que las técnicas de preparación y reconstrucción del estado de camino planteadas por Baek, dependen de ello. En este trabajo, exploramos la posibilidad de mejorar la visibilidad incrementando el tiempo de coherencia del fotón que viaja por el interferómetro, haciendo un filtrado espectral del fotón que se utiliza como anunciador [6,7] en una fuente de fotones individuales anunciados. Esto típicamente se realiza mediante el uso de filtros interferenciales cuyo valor comercial supera los USD\$4000 dependiendo del ancho de banda para el que sean diseñados, este documento recoge los esfuerzos para la elaboración de un filtro espectral muy angosto de bajo costo concebido **partir** de una cavidad resonante de Fabry-Pérot.

2. Marco Teórico

2.1. Fuente de un solo fotón y preparación del estado del qubit

La producción de fotones individuales se logra utilizando el proceso de conversión paramétrica espontánea (SPDC por sus siglas en inglés). Mediante el cual un cristal no lineal que se bombea con un láser produce un par de fotones. Los fotones de cada par generado están correlacionados en tiempo, energía, momento y polarización [8]. Explotando la correlación temporal, cada par puede ser utilizado en la construcción de una fuente no-clásica de fotones, esto porque la existencia de un fotón en el modo signal (ver Figura 1) anuncia la existencia de su pareja en modo idler, este tipo de producción de fotones individuales es lo que se conoce como una fuente de fotones anunciados (HSP, por sus siglas en inglés).

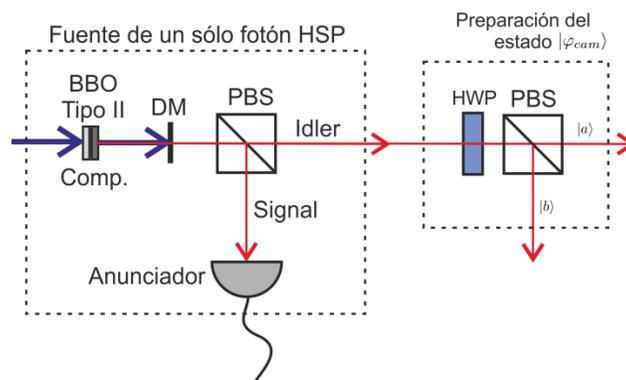


Figura 1: Esquema del montaje experimental que permite la producción de fotones individuales anunciados y la preparación del estado arbitrario del qubit en la variable de camino. Los elementos utilizados son un cristal no lineal BBO tipo II, un espejo dichroico DM, un divisor de haz de polarización PBS, una lámina de onda mediana HWP y un fotodetector (Anunciador).

Por otra parte, cuando se hace pasar un fotón por un divisor de haz de polarización (PBS) este lo "separa" en una superposición de sus dos modos de salida $|0\rangle$ y $|1\rangle$ de acuerdo al estado de polarización que este posea, este hecho puede utilizarse como un método para la preparación de estados arbitrarios en camino de la forma

$$|\varphi_{cam}\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle,$$

cuyas amplitudes α y β van a depender del estado de polarización que tenga dicho fotón en su entrada. La Figura 1, ilustra el montaje experimental que permite la preparación de dicho estado de camino. Consta de la fuente de fotones anunciados (HSP), una lámina de onda medios (HWP) y un divisor de haz de polarización (PBS).

2.2. Generalidades del proceso de reconstrucción del estado

Cuando se trabaja con variables discretas, esta reconstrucción se logra mediante un procedimiento estándar de tomografía del estado cuántico (en inglés, standard quantum state tomography SQST), dados N qubits consiste en proyectar el operador densidad en las $3N$ bases completamente factorizadas del espacio de Hilbert del sistema. Usualmente, las medidas necesarias para lograr la reconstrucción del estado se obtienen mediante “rotaciones” de cada qubit (denominadas operaciones locales) seguidas de medidas proyectivas sobre $2^N - 1$ bases diferentes. En particular, para el caso de variables de camino, las bases utilizadas para hacer la tomografía corresponden a los estados $|0\rangle, |1\rangle$,

$$|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle \pm |1\rangle),$$

$$|\pm i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle \pm i|1\rangle).$$

Esto se logra efectuando las proyecciones del estado que se quiere reconstruir mediante el montaje experimental que muestra la Figura 2(a) cambiando el valor de la fase δ . La Figura 2(b) representa la probabilidad de detección de un fotón y muestra los valores que debe tomar $\phi = \delta + \pi/2$ para realizar la proyección sobre cada uno de los estados tomográficos. Experimentalmente corresponde al patrón de interferencia temporal del fotón que entra al proyector de camino.

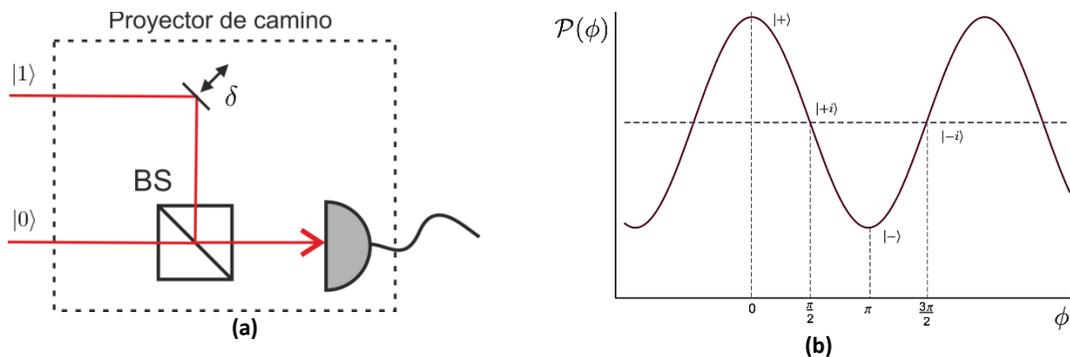


Figura 2: (a) Esquema del proyector de camino de un fotón, conformado por un espejo móvil que introduce un desfase δ en uno de los caminos y un divisor de haz (BS) 50/50. (b) Muestra la relación entre la probabilidad de detección del fotón y el desfase $\phi = \delta + \pi/2$.

2.3. Cavidad resonante de Fabry-Pèrot

También denominada Étalon, consiste de dos láminas reflectoras separadas por aire. La luz que entra, se refleja hacia atrás y hacia adelante y cuando la distancia óptica entre los espejos es igual a un múltiplo de media longitud de onda, la luz pasa a través de él. Lo que constituye un filtro espectral de alta resolución. Existen dos tipos básicos de configuración: la configuración planar en la que se utilizan espejos planos y la configuración confocal en la que se utilizan espejos esféricos idénticos separados por una distancia igual a sus radios de curvatura.

La agudeza del pico de transmisión y la separación de los picos (ver Figura 3) se denominan respectivamente *finesa* (F) y *rango espectral libre* (siglas en inglés, FSR) y están relacionadas con las características físicas del étalon en una configuración planar¹ mediante las expresiones [12]:

$$F = \frac{\pi\sqrt{r}}{1-r}$$

y

$$FSR = \frac{\lambda^2}{2d}$$

en donde r es la reflectancia de los espejos utilizados, d la distancia que los separa y λ la longitud de onda de la luz que incide con un ángulo aproximadamente igual a cero. Adicionalmente, es posible ajustar el ancho de banda (FWHM, siglas en inglés) de la luz que atraviesa la cavidad teniendo en cuenta que

$$FWHM = \frac{FSR}{F}.$$

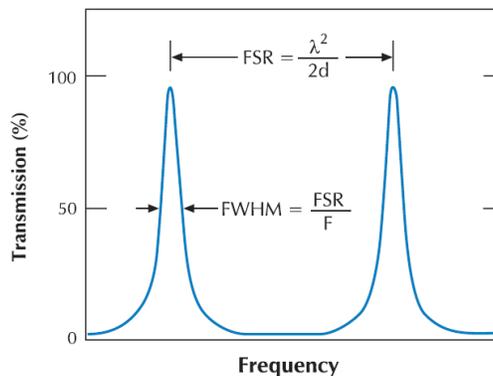


Figura 3: Características de transmisión de un étalon. Imagen tomada de [13].

¹ Para el caso en el que la configuración es confocal las ecuaciones se modifican cambiando $2d \rightarrow 4d$ y $r \rightarrow r^2$, esto porque un rayo recorre la cavidad del étalon cuatro veces en lugar de dos.

La Figura 4 muestra el comportamiento tanto del FSR como del FWHM a medida que se cambia la distancia de separación entre los espejos y la reflectancia de los mismos con una longitud de onda de 810 nm. Teniendo en cuenta que el objetivo es el de construir un filtro espectral angosto, se debería tener el mayor FSR posible y recíprocamente el menor valor posible para el FWHM, con esto en mente vale la pena considerar las limitaciones técnicas que implican el poner dos espejos a una distancia menor que 1.0 mm y las diferentes reflectancias disponibles en el laboratorio.

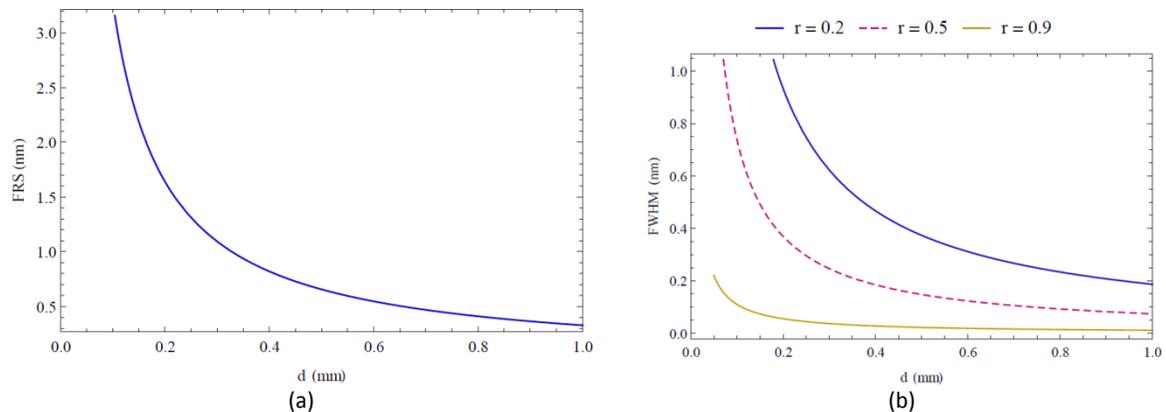


Figura 4. a) Rango espectral libre (FSR) y b) Ancho de banda (FWHM) del étalon como función de la distancia de separación d y la reflectancia de los espejos r .

3. Resultados

5.1 Construcción y caracterización de un filtro interferencial a partir de una cavidad de Fabry-Pèrot

5.1.1 Caracterización de espejos

Teniendo en cuenta que el laboratorio de óptica cuántica solamente cuenta con espejos altamente reflectivos a 45° y que para la construcción de la cavidad es necesario poner los espejos uno frente al otro, es decir a un ángulo de incidencia de 0° , esto nos obligó a realizar una caracterización del porcentaje de reflexión y transmisión de los espejos disponibles. Para realizar estas medidas, se construyó el montaje experimental que muestra la Figura 5. El diodo láser utilizado produce luz a 808 nm polarizada horizontalmente, de tal forma, el divisor de haz de polarización PBS deja pasar el rayo hasta que llega al espejo de interés MT. Una vez el rayo que se refleja en el espejo MT alcanza nuevamente el PBS habrá pasado dos veces por la lámina de onda cuartos QWP a 45° lo que hace cambiar su polarización a vertical y como consecuencia el rayo se reflejará en el PBS, de esta manera tenemos tres puntos para medir la potencia del rayo con ayuda de un medidor de potencia óptica. P_e , P_r y P_t son la potencia de entrada, reflejada y transmitida por MT respectivamente.

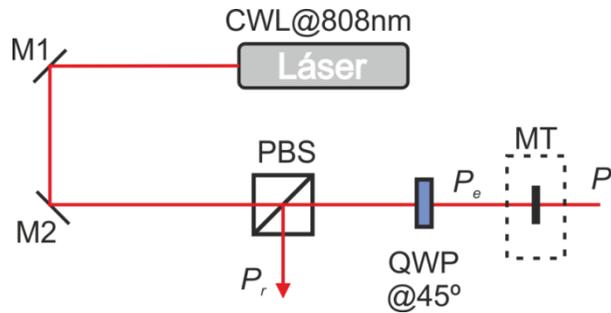


Figura 5. Montaje experimental para medir la potencia reflejada P_r y transmitida P_t de un espejo MT cuando se hace incidir un rayo a cero grados respecto a su normal. Se utilizó un láser polarizado horizontalmente, dos espejos altamente reflectivos M1 y M2, un divisor de haz de polarización PBS y una lámina de onda cuartos QWP.

Tabla 1. Porcentaje de transmisión, reflexión y de pérdidas para los espejos disponibles en el laboratorio de óptica cuando se hace incidir un rayo de luz a 0° .

Espejo	Transmisión	Reflexión	Pérdidas
1	48,1%	47,2%	4,7%
2	75,0%	20,1%	4,9%
3	3,2%	91,5%	5,3%
4	2,7%	92,2%	5,1%
5	35,1%	55,0%	9,9%
6	69,1%	22,6%	8,3%
7	37,8%	58,1%	4,1%
8	54,4%	37,2%	8,4%
9	36,6%	57,0%	6,4%

5.1.2 Construcción del étalon

Con ayuda de la página web <http://www.lightmachinery.com/etalon-designer-r8.php>, que facilita los cálculos para diseñar cavidades de tipo Fabry-Pèrot y de las funciones que se programaron para estudiar teóricamente el comportamiento del étalon (ver Figura 4), se realizaron diferentes pruebas para determinar la distancia óptima entre los espejos utilizando las reflectividades medidas, el material del que están elaborados y su tamaño.

Como un punto importante a resaltar encontramos que el FSR iba a estar limitado principalmente por nuestra capacidad para construir una película que nos permitiera ubicar los espejos a **distancias menores que una décima del milímetro**. Luego de analizar los pros y los contras de varios materiales como papel, acetato, papel aluminio, PVC, entre otros, se optó por usar papel blanco de 75 g/m^2 con espesor de

$$100 \mu\text{m} \pm 4\%$$

medido de **forma indirecta**.

En la Tabla 2 se resumen que parejas de espejos fueron escogidas para la construcción de las cavidades de ancho fijo con sus respectivas reflectividades promedio, el FRS y el FWHM teórico.

Tabla 2. Características de las cavidades construidas.

Étalon	Espejos utilizados	Reflectividad media	FSR(nm)	FWHM(nm)
1	2	0,21	3,3	2,4
	6			
2	5	0,57	3,3	0,27
	7			

5.1.3 El filtro interferencial compuesto

Con el objeto de mejorar el filtrado en la banda de interés alrededor de los 810 nm, se determinó la construcción de un filtro compuesto utilizando un filtro pasa-banda comercial con un ancho de 10 nm en conjunto con la cavidad resonante. La Figura 6 muestra las respuestas teóricas que se esperan para este sistema.

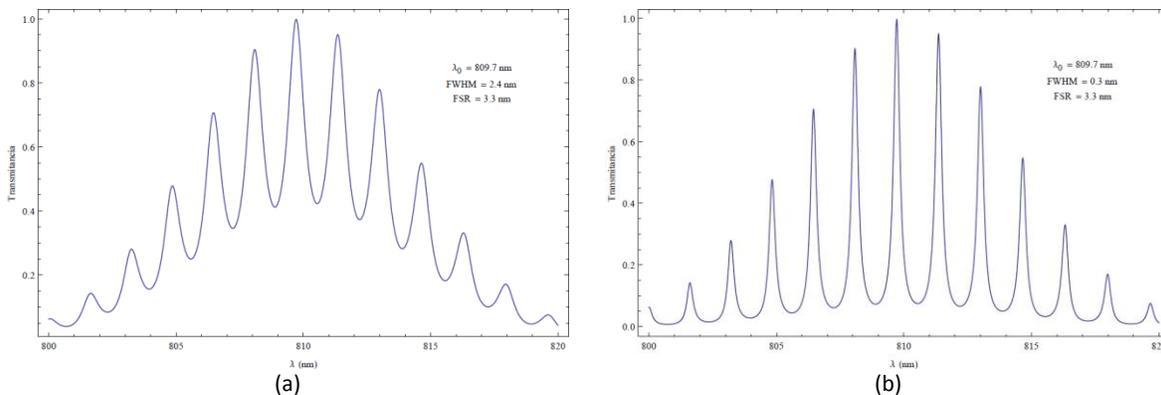


Figura 6. Modelo de la respuesta del filtro compuesto, formado por un filtro pasa-banda con un FWHM de 10 nm y el étalon 1 (a), (b) corresponde al comportamiento con el étalon 2.

5.2 Interferómetro de Mach-Zenhdler

El montaje de interés corresponde con un interferómetro de Mach-Zenhdler como el que se esquematiza en la Figura 7. Los detectores T y D están conectados a un sistema electrónico que permite contar coincidencias entre fotones. Estas coincidencias nos dan indicios de la existencia de un solo fotón en el interferómetro. El espejo M1 está montado sobre una plataforma de traslación controlada por tonillos micrométricos para hacer variaciones **“grandes”** de su posición, mientras que el espejo M2 está montado sobre un piezo-eléctrico para hacer variaciones **“pequeñas”** de su posición cambiando el voltaje con un controlador adecuado. Eventualmente la fuente de fotones anunciados HSP se reemplaza por un láser para estudiar el comportamiento de la interferencia debida a una fuente coherente y hacer las comparaciones pertinentes.

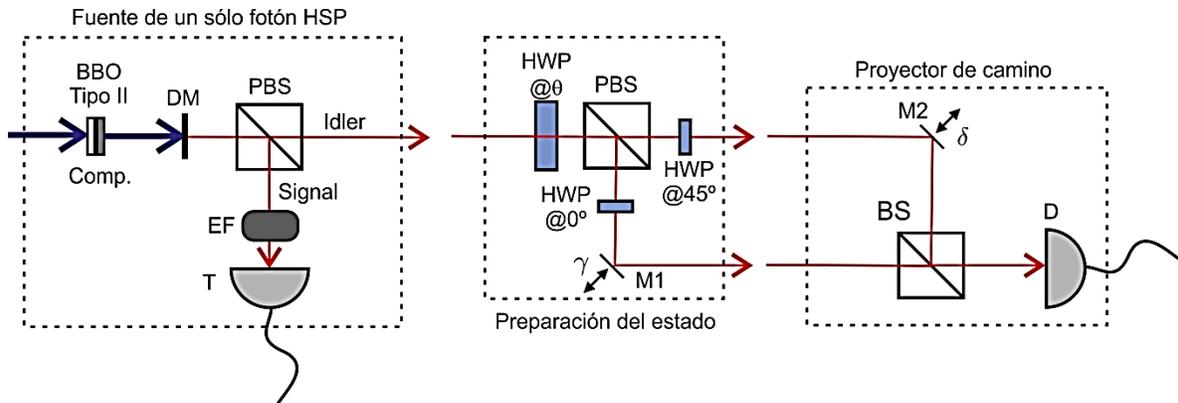


Figura 7: Esquema del montaje experimental que va a ser utilizado para estudiar el efecto del filtrado espectral sobre la interferencia temporal de un solo fotón anunciado.

5.2.1 Caracterización del piezo-eléctrico. El desfasador

Teniendo en cuenta que se pretende controlar la diferencia de camino óptico en el interferómetro, se determinó la caracterización y uso de un piezo-eléctrico de bajo costo extraído de un zumbador (o buzzer) como el que se ve en la Figura 8. Estos elementos funcionan en un rango de voltaje entre los 3 y 24 voltios y típicamente se utilizan como timbres o chicharas.



Figura 8. Piezo-eléctrico tipo moneda utilizado en los zumbadores o buzzers que se consiguen comercialmente a un precio realmente bajo que no supera los COP\$2000.

Luego de realizar algunas adaptaciones, se alineó el interferómetro y se realizaron dos estudios: En el primero se analizó el cambio espacial y en el segundo el cambio de la intensidad del patrón de interferencia, en relación con el voltaje del piezo-eléctrico.

Para realizar las medidas de la primera parte se utilizó una cámara CCD. La Figura 9 muestra una fotografía del patrón de interferencia capturado cuando el voltaje en el piezo fue de 5.0 V y con un tiempo de exposición de 0.5 s.

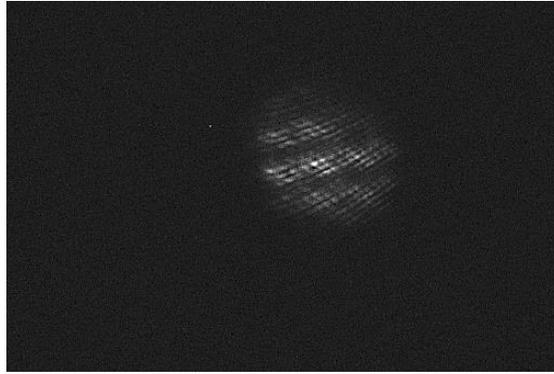


Figura 9. Patrón de interferencia del Mach-Zenher capturado mediante una cámara CCD, utilizando filtros neutros para disminuir la potencia del láser y un filtro interferencial a 810 nm con un FHMW de 10 nm.

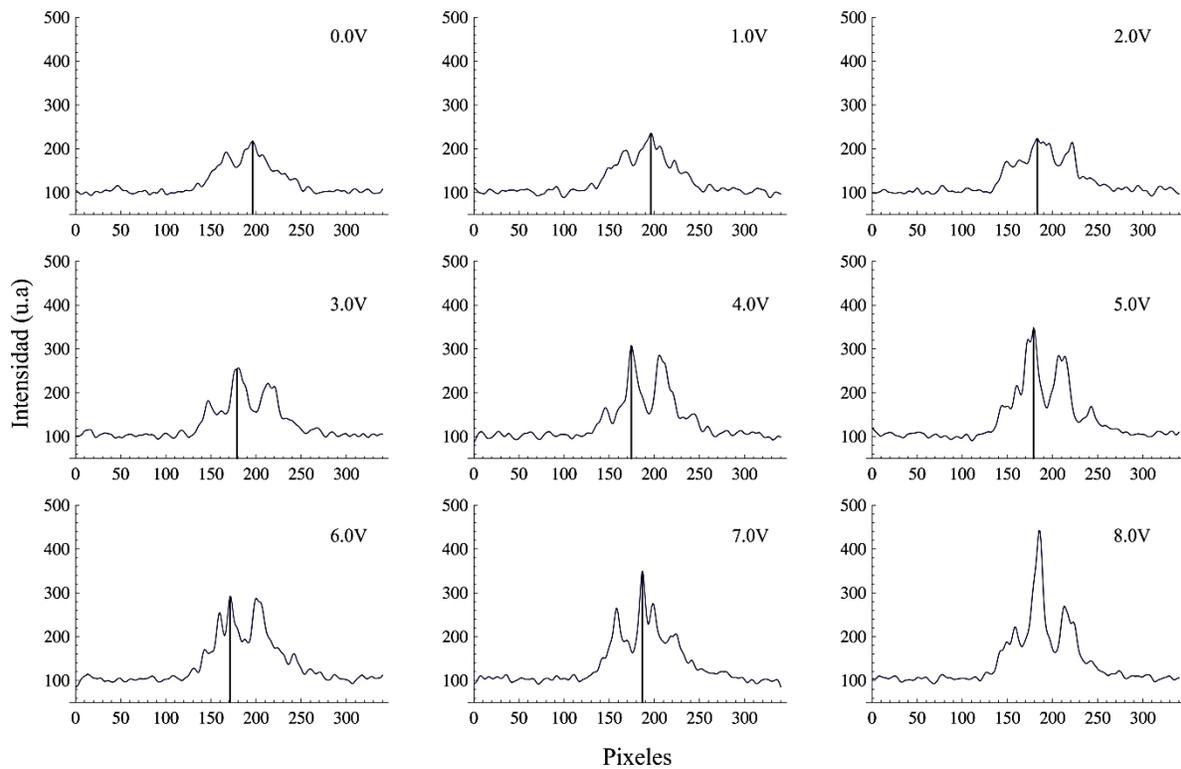


Figura 10. Perfil del patrón de interferencia espacial capturado para diferentes voltajes en el piezo. Las gráficas fueron suavizadas utilizando un filtro gaussiano con ayuda de Mathematica. Nótese, como a medida que se cambia el voltaje el pico de mayor intensidad se mueve hacia la izquierda.

Como se esperaba, el cambio de voltaje en el piezo-eléctrico produce un cambio en la posición de las franjas debido a la variación de la longitud de los caminos del interferómetro, la Figura 10 muestra un perfil del patrón capturado para diferentes valores de voltaje, que fue suavizado utilizando un filtro gaussiano, una función de Mathematica para el procesamiento de imágenes. Como se observa, entre los 6.0 y los 7.0 voltios el pico de mayor intensidad vuelve a estar

aproximadamente en la misma posición, lo que significa que el desplazamiento que produce el piezo-eléctrico por voltio es de (teniendo en cuenta que el tamaño de cada pixel es de $27 \mu\text{m}$)

$$\Delta x = (120 \pm 10) \text{nm},$$

en donde hemos considerado que la diferencia de potencial ΔV para efectuar el movimiento completo del patrón es

$$\Delta V = 6.5 \pm 0.5 \text{ V}.$$

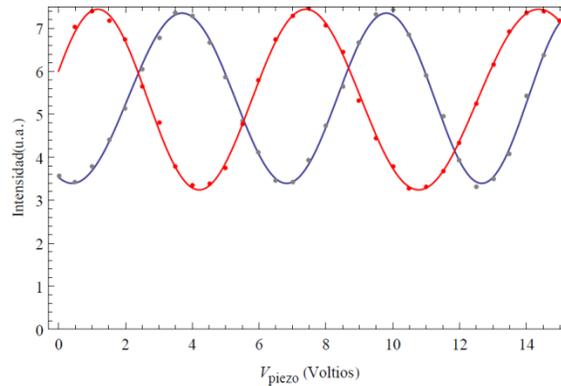


Figura 11. Variación de la intensidad de salida del interferómetro como función del voltaje del piezo-eléctrico en un viaje redondo, ida (azul) y regreso (roja). El modelo que se utilizó en este caso fue $I = I_0(1 + v \cos(a V_p^2 + b V_p + c))$ en donde v , a , b , y c son parámetros de ajuste. La visibilidad fue aproximadamente del 37%.

Ahora bien, para el estudio de la variación de la intensidad se acopló una de las salidas del interferómetro a una fibra óptica mono-modo y se conectó a un fotodiodo, la Figura 11 muestra el comportamiento de dicha intensidad como función del voltaje del piezo-eléctrico en un recorrido de ida (azul) y regreso (roja). En particular, se observa que la posición de regreso no coincide con la posición de ida, esto se debe principalmente a la histéresis que presentan este tipo de dispositivos. El modelo de ajuste que se utilizó en este caso fue

$$I = I_0(1 + v \cos(a V_p^2 + b V_p + c)),$$

en el que la inclusión del **parámetro cuadrático** en la dependencia con el voltaje del piezo V_p **se hizo para identificar que tan lineal era su respuesta**, la Figura 12 muestra el ajuste de la posición del piezo

$$x \sim a V_p^2 + b V_p + c$$

con el voltaje. Para valores pequeños del voltaje, se calcula que la variación de la posición es de 119 nm/V , lo que coincide en buena forma con el desplazamiento por voltio que se había indicado

previamente. Adicionalmente, la visibilidad ν del patrón de interferencia temporal obtenido fue de apenas 37%, un valor muy bajo considerando que se está utilizando una fuente coherente de luz.

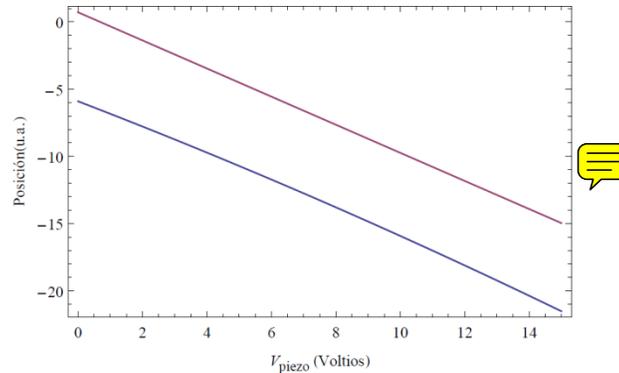


Figura 12. Desplazamiento del piezo-eléctrico con las variaciones del voltaje. La respuesta no es estrictamente lineal (curva azul). Para valores pequeños del voltaje la variación de la posición del piezo es de 119 nm/V.

5.2.2 Interferencia de un sólo fotón. Láser atenuado

Una aproximación al régimen de un sólo fotón se logra atenuando fuertemente un láser, hasta tanto se pueda considerar que hay un fotón en el interferómetro cada vez, es decir, que en promedio la diferencia temporal entre dos fotones sucesivos sea muchas veces mayor que el tiempo que tarda un fotón en recorrer el interferómetro, en nuestro caso 1.3 ns. Conviene resaltar que es una aproximación ya que si en promedio se tuviera un fotón cada 1.3 ns la probabilidad de tener dos fotones o más en este mismo intervalo no es cero debido a la estadística Poissoniana de los fotones que produce un láser, en particular, la Figura 13 muestra la distribución de probabilidad con una media de un fotón, en donde se puede corroborar teóricamente este hecho.

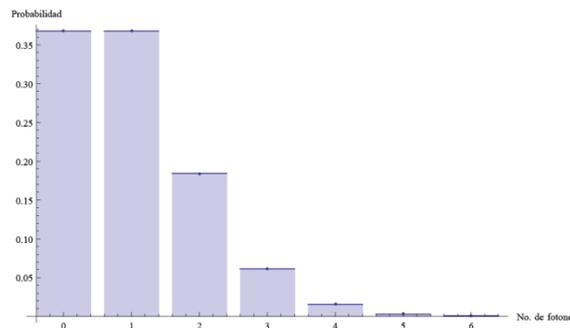


Figura 13. Distribución de probabilidad del número de fotones en un láser con una media de un fotón.

Una de las tareas principales en las que **utilizamos** gran parte del tiempo de trabajo en el laboratorio fue en mejorar la visibilidad, pese a los múltiples esfuerzos y aplicación de diferentes estrategias de alineación, la máxima visibilidad obtenida fue del 58% para un láser atenuando hasta una tasa media de 34400 fotones/500ms, o lo que es lo mismo 1 fotón cada 15 μ s, lo

suficiente para considerar que estábamos trabajando con fotones individuales. En la Figura 14 se muestra el interferograma obtenido, la línea azul representa el número medio de fotones.

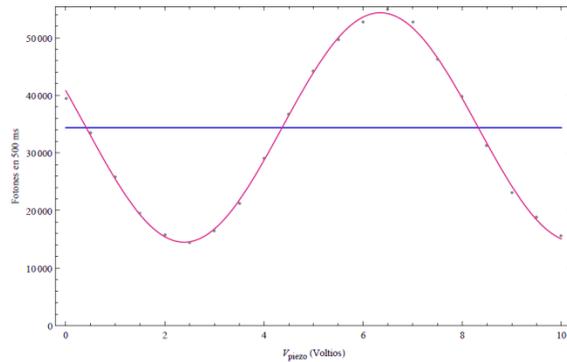


Figura 14. Interferencia temporal de un solo fotón en un interferómetro de Mach-Zehnder. En el interferómetro se tiene en promedio un fotón cada $15 \mu\text{s}$ y la medida por voltio se realiza en un intervalo de 500 ms.

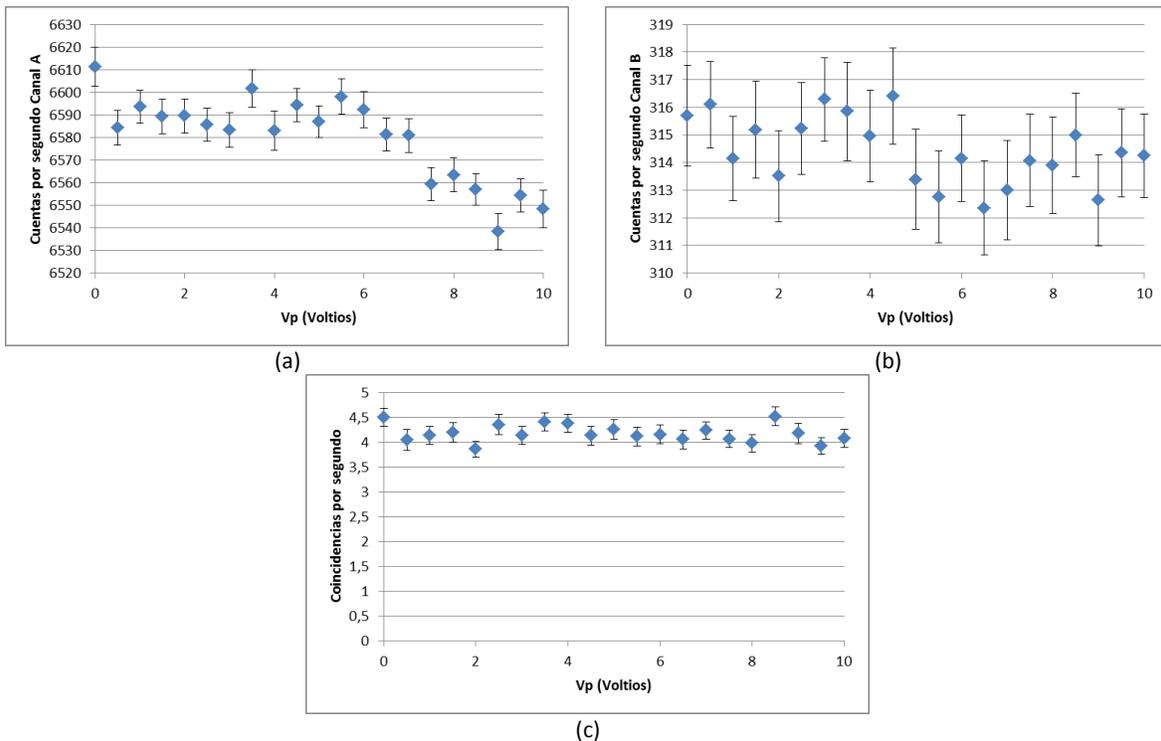


Figura 15. Interferencia temporal de un fotón anunciado utilizando unos filtros interferenciales de 10 nm en el detector anunciador y a la salida del interferómetro. La longitud de coherencia de los fotones que definen estos filtros es de $65,6 \mu\text{m}$. Se hizo un promedio por voltio durante 2 minutos.

5.2.3 Interferencia de un solo fotón. Fuente de fotones anunciada.

En esta sección se analizan tres escenarios para la interferencia temporal de un fotón anunciado: en el primer caso utilizamos filtros comerciales de 10 nm tanto en el detector anunciador como en

el detector de salida del interferómetro, en el segundo caso cambiamos solamente el filtro del anunciador por el filtro compuesto con el étalon 1 y en el tercer caso utilizamos el filtro compuesto con el étalon 2. Un resumen de los resultados puede verse en las Figura 15, Figura 16 y Figura 17 respectivamente, pero se discuten por separado

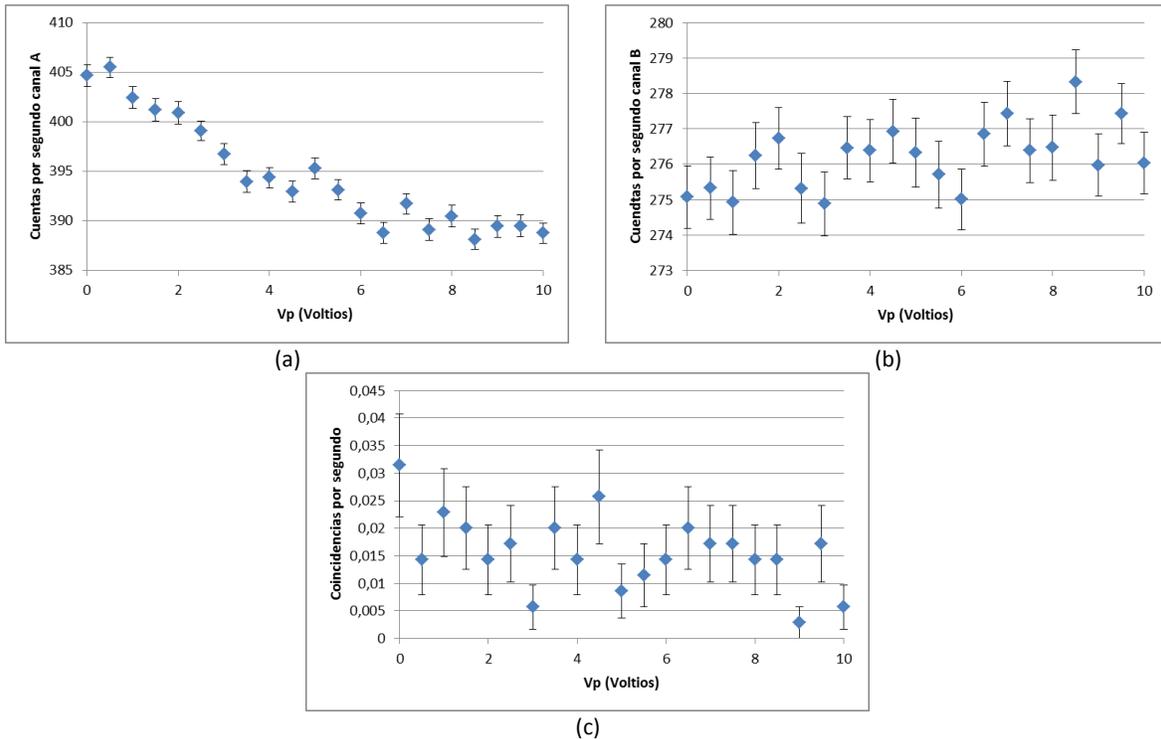


Figura 16. Interferencia temporal de un fotón anunciado utilizando un filtro interferencial con un ancho de 2.4 nm en el detector anunciador (étalon 1). La longitud de coherencia de los fotones que define este filtro es de 269 μm . Se hizo un promedio durante 6 minutos por voltio.

Caso 1:

A pesar de estar utilizando el mismo Mach-Zehnder, con el que se obtuvo la visibilidad del 58% cuando se utilizó el láser como fuente de fotones, solamente se cambió la fuente de fotones (esto en la práctica corresponde a conectar una fibra óptica) el patrón de interferencia temporal no se observó ni en los conteos individuales, ni en las coincidencias, luego de promediar por 2 minutos en cada valor del voltaje del piezo. Esto nos llevó concluir que la diferencia de caminos del interferómetro es todavía mayor que la longitud de coherencia de los fotones anunciados, que en nuestro caso es de 65,6 μm , debido a la longitud de onda de 810 nm y el ancho de banda de los filtros de 10 nm que estamos utilizando [14].

Caso 2:

En este escenario se calcula que la longitud de coherencia es de $269 \mu\text{m}$ debido al ancho de banda del filtro compuesto con el étalon 1. No obstante, el patrón de interferencia temporal no se observó ni en los conteos individuales, ni en las coincidencias, luego de promediar por 6 minutos en cada valor del voltaje del piezo. Es probable que esto se deba a que todavía estamos por encima de la longitud de coherencia, lo que no ocurre en el caso del diodo láser que tiene longitudes de coherencia cercanas al centímetro.

Caso 3:

Gracias al ancho de banda tan estrecho que se cree que produce este filtro se calcula que la longitud de coherencia es ahora de 2.5 mm , sin embargo el patrón de interferencia no se observó luego de promediar durante 2 minutos por punto y es aquí en donde creemos que estuvo el principal problema, debido a que se contaba con muy pocos fotones para realizar la estadística. Los análisis que realizamos para la reducción del "shot noise" nos indican que debemos incrementar el número de muestras al menos unas 10 veces por voltio, sin embargo esto no se realizó porque no teníamos la certeza de que el filtró estuviera realizando su trabajo y no se pudo descartar esta problemática por medio de una caracterización espectral del mismo.

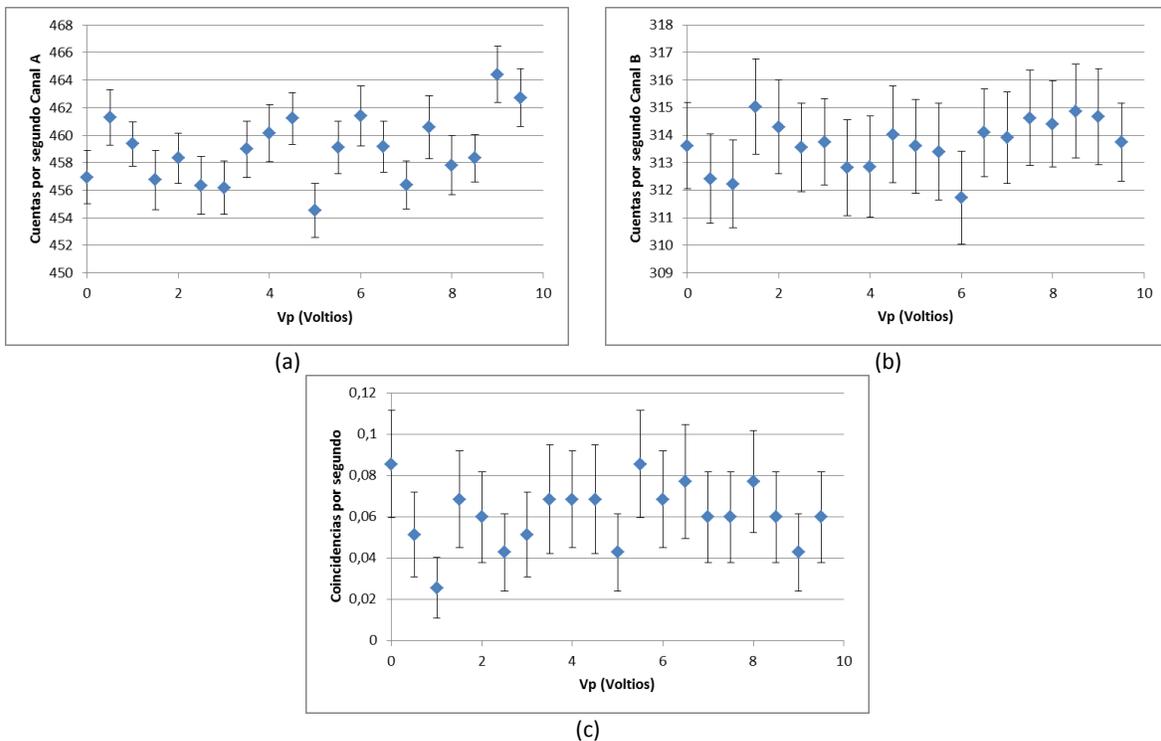


Figura 17. Interferencia temporal de un fotón anunciado utilizando un filtro interferencial con un ancho de 0.3 nm en el detector anunciador (étalon 2). La longitud de coherencia de los fotones que define este filtro es de 2.5 mm . Se hizo un promedio durante 2 minutos.

4. Conclusiones

Al término de la actividad se cuenta con una caracterización teórica de la respuesta que se espera de una cavidad tipo Fabry-Pèrot construida para que funcionara como un filtro espectral muy angosto en la banda de los 810 nm y que permitiera aumentar el tiempo de coherencia de los fotones anunciados que se envían a un interferómetro de Mach-Zenhder. De los resultados de las interferencias de un solo fotón se podría deducir que dicho filtro no está cumpliendo con su objetivo. Sin embargo, el hecho que no se haya podido lograr una visibilidad cercana al 100% con el láser, nos da pie para pensar en contraposición que es probable que la diferencia de camino si sea mayor que 2.5 mm y que por esa razón no se observara el patrón de interferencia cuando se utilizó el étalon 2. Debido a esto, se hace realmente importante elaborar un protocolo eficiente para el mejoramiento de la alineación y dejar la idea del aumento del tiempo de coherencia como una técnica complementaria. Antes de continuar en esta dirección tenemos que hacer una caracterización espectral del étalon que nos permita ir limitando las variables que están afectando los resultados.

Por otra parte, se introdujo el uso de un piezo-eléctrico de bajo costo en un interferómetro y se hizo una caracterización completa del mismo. En particular, conviene comentar que el hecho de que la respuesta no sea lineal y que presente una histéresis grande lo relega como una alternativa para construir un proyector de camino que permita realizar una tomografía en esta variable. Sin embargo, en el contexto del laboratorio de óptica para estudiantes de pregrado si representa una opción muy asequible, con una muy buena resolución.

Referencias bibliográficas

- [1] P. G. Kwiat, E. Waks, A. G. White, I. Appelbaum, and P. H. Eberhard, *Physical Review A* **60**, R773 (1999).
- [2] N. J. Cerf, M. Bourennane, A. Karlsson, and N. Gisin, *Physical Review Letters* **88**, 127902 (2002).
- [3] R. T. Thew, A. Acín, H. Zbinden, and N. Gisin, *Physical Review Letters* **93**, 10503 (2004).
- [4] Y.-H. Kim, *Phys. Rev. A* **67**, 40301 (2003).
- [5] S.-Y. Baek and Y.-H. Kim, *Physics Letters A* **375**, 3834 (2011).
- [6] A. I. Lvovsky, H. Hansen, T. Aichele, O. Benson, J. Mlynek, and S. Schiller, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 50402 (2001).
- [7] C. K. Hong and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 58 (1986).
- [8] Z. Y. Ou and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 50 (1988).
- [9] Z. Hradil, *Physical Review A* **55**, R1561 (1997).
- [10] D. F. V James, P. G. Kwiat, W. J. Munro, and A. G. White, *Phys. Rev. A* **64**, 52312 (2001).
- [11] U. Fano, *Reviews of Modern Physics* **29**, 74 (1957).
- [12] S. Doravari, S. Ananthamurthy, and J. Campus, in *Photonics* (Cochin, 2004).
- [13] G. P. Callahan, E. Kubacki, and L. Abbott, (n.d.).
- [14] E. J. Galvez, C. H. Holbrow, M. J. Pyshey, J. W. Martin, N. Courtemanche, L. Heilig, and J. Spencer, *American Journal of Physics* **73**, 127 (2005).