

# Caracterización de retrasos temporales de luz en pares de fotones correlacionados

J.P. González-Aguilera, J.F. Cabrera-García, and M. Nuñez-Portela\*

(Dated: May 20, 2019)

Se ha realizado un estudio para medir, analizar y caracterizar la función de correlación temporal de fotones para distintos retrasos temporales generados por diferencias de caminos ópticos. Se montó una fuente de pares de fotones correlacionados temporalmente con un láser de diodo de 405 nm y un cristal no lineal beta-barium borate (BBO) generando Spontaneous Parametric Down Conversion (SPDC) de tipo II colineal y se midió el grado de coherencia temporal de segundo orden  $g^2(\tau)$  entre los pares. Se realizaron diferencias de caminos ópticos entre los dos fotones usando fibra óptica. La medición de la función  $g^2(\tau)$  se realizó conectando single photon counters a dos instrumentos para detectar coincidencias: una FPGA y un time tagger de Qtools. Para los dos casos, se observa que el desplazamiento de los picos de la función  $g^2(\tau)$  se relaciona linealmente a las diferencias de camino implementadas. Los factores dominantes en el ancho del grado de coherencia temporal fueron la ventana temporal de 9 ns de la FPGA y el tiempo de respuesta de 0.35 ns de los fotodetectores en el caso del Qtools; pero la cantidad de acoples y de fibras también es significativa. Como resultado adicional se presenta un descubrimiento importante para el laboratorio relacionado al láser de 405 nm usado: no sólo emite en 405 nm sino que también tiene emisión cercana a los 810 nm.

## I. INTRODUCCIÓN, MARCO TEÓRICO Y ESTADO DEL ARTE

Los pares de fotones correlacionados han sido una herramienta de estudio importante en la mecánica cuántica[1]. Una aproximación usada para la generación de pares de fotones es bombardear con un láser un cristal no lineal BBO (*ingl.* beta-barium borate). La mayoría de fotones siguen su camino, pero en algunas ocasiones ocurre un proceso llamado SPDC (*ingl.* Spontaneous Parametric Down Conversion) en el cual un fotón incidente se convierte en dos fotones de menor de energía. El fotón incidente es denotado *pump* ( $p$ ) mientras que los fotones apareados que se generan se denotan *signal* ( $s$ ) e *idler* ( $i$ ). En este proceso se debe conservar la energía y el momento. Por lo tanto,

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (1)$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i, \quad (2)$$

donde  $\omega$  y  $\vec{k}$  son la frecuencia y el vector de onda respectivamente. En el caso del cristal BBO, se da SPDC de tipo II. En este proceso, las polarizaciones del *signal* y del *idler* son ortogonales [2]. Esto permite separar los caminos ópticos en configuraciones colineales usando un PBS (*ingl.* Polarization Beam Splitter) el cuál deja pasar el fotón con una polarización paralela a su eje mientras refleja el fotón con polarización ortogonal[3]. Es de interés saber cómo se comporta la función de correlación temporal haciendo diferencias de caminos ópticos.

La correlación de los estados cuánticos de los pares generados se puede medir con la *coherencia de segundo*

*orden* denotada como  $G^2(\tau)$  [2]. Esta se define como:

$$G^{(2)}(\vec{r}_1, t_1, \vec{r}_2, t_2) \equiv \langle E^{(-)}(\vec{r}_1, t_1) E^{(-)}(\vec{r}_2, t_2) E^{(+)}(\vec{r}_1, t_1) E^{(+)}(\vec{r}_2, t_2) \rangle, \quad (3)$$

donde  $E^{(-)} = (E^{(+)})^*$  y  $E^{(+)}$  son los operadores de campo de frecuencia negativa y positiva respectivamente y los corchetes indican el promedio cuántico de los operadores y adicionalmente el promedio estadístico cuando se tiene en cuenta una distribución sobre estos. Esto es el valor esperado de los operadores de campo ordenados normalmente en las coordenadas espaciales y temporales dadas. Por lo tanto, se puede interpretar como un valor proporcional a la probabilidad de observar un par de fotones en  $(\vec{r}_1, t_1)$  y  $(\vec{r}_2, t_2)$ , donde  $t_1$  y  $t_2$  son los tiempos del evento de detección y  $\vec{r}_1$  y  $\vec{r}_2$  corresponderán a las posiciones de los fotodetectores [2]. Para obtener un indicador de correlación normalizado, se define el grado de coherencia de segundo orden como:

$$g^{(2)}(\vec{r}_1, t_1, \vec{r}_2, t_2) \equiv \frac{\langle E^{(-)}(\vec{r}_1, t_1) E^{(-)}(\vec{r}_2, t_2) E^{(+)}(\vec{r}_1, t_1) E^{(+)}(\vec{r}_2, t_2) \rangle}{\langle E^{(-)}(\vec{r}_1, t_1) E^{(+)}(\vec{r}_1, t_1) \rangle \langle E^{(-)}(\vec{r}_2, t_2) E^{(+)}(\vec{r}_2, t_2) \rangle}. \quad (4)$$

Si fijamos las coordenadas de los fotodetectores  $\vec{r}_1$  y  $\vec{r}_2$ , se puede obtener una medición del grado de coherencia de segundo orden. Esto se logra examinando el histograma de un promedio coincidencias de fotones en función de la diferencia temporal  $t_1 - t_2$ . En la figura 1 se muestra este histograma para una fuente de fotones enredados por SPDC. El grado de correlación sigue una forma parecida al de este histograma, pero no es una medida directa. Las coincidencias se cuentan dentro de una ventana temporal  $\Delta T$  alrededor de cada diferencia temporal  $\tau = t_1 - t_2$ . Por lo tanto, el número de coincidencias y la función de coherencia se relacionan de esta manera:

$$C = \int_{\Delta t_m} dt_1 dt_2 G^{(2)}(t_1 - t_2) S(t_1 - t_2), \quad (5)$$

\* Profesora Asistente, Departamento de Física, Universidad de los Andes.

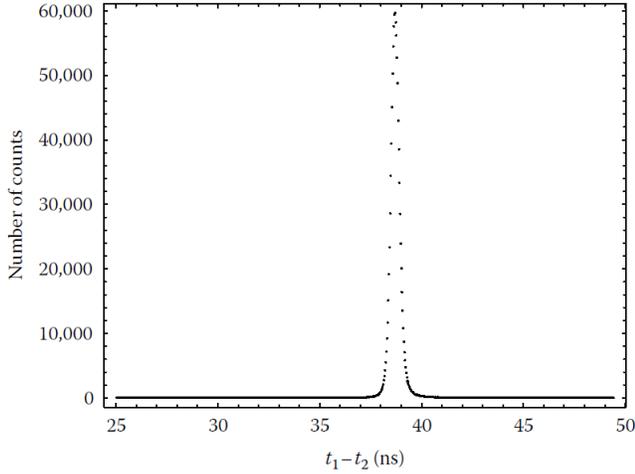


FIG. 1: Conteo de coincidencias contra  $t_1 - t_2$  para pares de fotones entrelazados de SPDC. Obtenido de [2].

donde  $C$  es la cuenta de coincidencias en un tiempo de muestreo  $t_m$  y  $S(t_1 - t_2)$  es 1 para  $\tau - \Delta T/2 \leq t_1 - t_2 \leq \tau + \Delta T/2$  y 0 de lo contrario. Por este motivo, el ancho de la curva que se medirá depende de la ventana de coincidencia y será cercana a esta. También se debe tener en cuenta que los fotodetectores tienen un tiempo de respuesta finito, por lo que el tiempo de registro  $\tilde{t}$  se registrará con una incertidumbre respecto al tiempo de detección  $t$  para cada fotón. Esta incertidumbre se puede caracterizar con una función de respuesta de los fotodetectores  $D(\tilde{t} - t)$ . Por lo tanto, la función de correlación temporal que se medirá está dada por la convolución entre la función de correlación temporal (evaluada en los tiempos de detección) con  $D(\tilde{t} - t)$ :

$$G^{(2)}(\tilde{t}_1 - \tilde{t}_2) = \frac{1}{t_c^2} \int dt_1 \int dt_2 G^{(2)}(t_1 - t_2) D(\tilde{t}_1 - t_1) D(\tilde{t}_2 - t_2), \quad (6)$$

donde  $\int dt D(\tilde{t} - t) = t_c$ ,  $D(0) = 1$  y  $t_c$  es el tiempo de respuesta del fotodetector.

Esto genera que el grosor del grado de coherencia de más anchura de lo esperado dependiendo de la ventana de coincidencias y el tiempo de respuesta del fotodetector.

Al implementar una diferencia de caminos ópticos  $\Delta r$  entre  $s$  e  $i$  antes de llegar a los detectores, se esperaría una translación de la curva en el eje  $\tau = t_1 - t_2$ , pues sería una transformación del tipo:

$$\tau' = \tau - c\Delta r/n, \quad (7)$$

con  $n$  siendo el índice de refracción del medio en el que se de la diferencia de caminos.

Este tipo de implementación de retrasos entre *signal* e *idler* tiene aplicaciones interesantes en la absorción bifotónica, donde se puede alcanzar alta resolución espectral para excitar determinadas transiciones atómicas, como se presenta en [4].

## II. MARCO EXPERIMENTAL

Todo el proceso de generación de los pares de fotones, causar el retraso temporal y medir la función de correlación se realiza en el siguiente montaje experimental. Como se observa en la figura 2, se inicia con un láser de

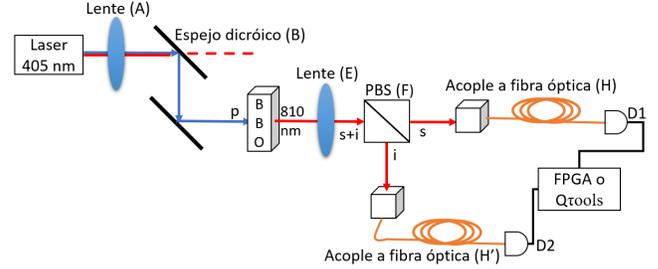


FIG. 2: Esquema. Se utiliza una fuente láser de 405 nm enfocada por un lente (A) al cristal BBO (el uso de un espejo dicróico se discute en la sección III B). El lente (E) colima los haces que salen del BBO y los dirige al PBS (F) donde se separa señal de idler. Los haces se acoplan a las fibras ópticas (H y H') usando filtros pasa bajas. Se implementa la diferencia de camino óptico cambiando la longitud de las fibras. Finalmente se usan los detectores D1 y D2 para el conteo de fotones y la detección de coincidencias con los instrumentos FPGA y Qtools.

405 nm que envía un haz de luz (*pump*) a través de un lente (A) que se encargan de corregir el modo espacial y enfocar correctamente el haz al cristal BBO. El lente utilizado fue biconvexo con una distancia focal de 40 cm, sin embargo se requiere realizar una calibración de esta distancia para optimizar el proceso de SPDC, este proceso se presenta en la sección III A y arroja como resultado una distancia focal de 37 cm. Para obtener una buena alineación del haz incidente (*pump*) y los haces salientes (*signal* e *idler*) con respecto a los acoples de las fibras, siempre se utilizan dos espejos en configuración paralela. Esto permite ajustar fácilmente la posición y ángulo de los haces en las dos dimensiones permitiendo una buena alineación. En la figura 3 se muestran la configuración de los espejos **B**, **C**, y **G**. Es importante que la escogencia de los espejos sea adecuada para las longitudes de onda. Inicialmente, para los espejos **B** y **C**, se tienen espejos E02 que reflejan longitudes entre 400 y 750 nm, mientras que para los espejos **G** (que deben reflejar los fotones producto del SPDC) se tienen E03, los cuales reflejan longitudes de 750 hasta 1100 nm.

Como se explicó en la sección anterior, el cristal mediante el proceso de SPDC produce pares de fotones (*signal* e *idler*) con el doble de la longitud de onda (i.e. 810 nm), y polarización ortogonal. Para observar el fenómeno se situó una cámara CCD con un filtro pasa bajas de 750 nm y un pasa banda de  $810 \pm 10$  nm a la salida del BBO. Con esto se obtuvieron resultados importantes como la necesidad de cambiar el espejo E02 de **B** por un espejo

dicroico de 380-420 nm y la alineación del cristal (esto se discute en la sección III B). Teniendo el cristal correctamente alineado y confirmando la generación de fotones por SPDC, se sitúa la cámara a la salida del lente **E** para ajustar la distancia focal. El lente utilizado fue plano convexo con coating B (lo que quiere decir que elimina las reflexiones internas para longitudes de 650 a 1050 nm). Observando la imagen de la cámara CCD se ajustó la distancia focal tal que el tamaño de los aros producidos en el cristal no cambiara situando la cámara a diferentes distancias, esta distancia focal resulto ser de aproximadamente 6 cm, y de esta manera los haces de fotones de SPDC quedan colimados.

Pasando por el PBS, la diferencia en polarización permite separar el *signal* del *idler* dirigiéndolos por distintos caminos ópticos, cada uno de estos se dirige a un acoplador de fibras para el cual se debe maximizar la potencia transmitida mediante el ajuste de los espejos **G**. Antes de los acoples se colocan filtros pasa bajas de 750 nm para reducir el ruido por los fotones que no provienen del SPDC. Siempre se utilizaron fibras multimodo con índice de refracción de 1.496 pero se variaron las distancias de estas en algunos casos acoplando unas con otras, los detalles de las diferencias de camino se encuentran en la sección III C. Los detectores D1 y D2 (figura 2) son single photon counters (referencia SPCM-AQRH-13-FC) con resolución de 350 ps. Junto a estos utilizaron dos instrumentos distintos para la detección de coincidencias y la posterior medición de la función de correlación  $g^{(2)}(\tau)$ . Los instrumentos utilizados fueron una FPGA y un instrumento de time tagging de *Qtools*; la FPGA permite hacer retrasos electrónicos en pasos de 1.8 ns, y tiene una ventana temporal de 9 ns para detectar las coincidencias. Por su parte, el *Qtools* realiza time tagging con resolución de 81 ps. Por esta razón es importante que el método empleado genere retrasos lo suficientemente grandes para que los podamos detectar con estos instrumentos.

En la figura 3, se muestra el montaje final en la mesa óptica de laboratorio. La nomenclatura de esta figura se usa en el resto del documento.

### III. RESULTADOS

#### A. Enfoque de la luz al BBO

Para que se produzca SPDC en el BBO, se necesita focalizar la potencia del haz. Por este motivo, se usó el lente **A** para enfocar el haz en el BBO (**D**). El haz del láser ya viene colimado y por lo tanto, sólo necesitamos implementar el lente **A**. Se realizaron mediciones del perfil espacial del haz a distancias cercanas al foco. En la figura 4, se muestran los perfiles espaciales del haz a una distancia lejana al foco y a la distancia focal. Se puede apreciar que la curva de intensidades está mejor definida y se acerca a una gaussiana en el foco. El ancho del haz es mucho menor en el foco que lejos del foco (un orden

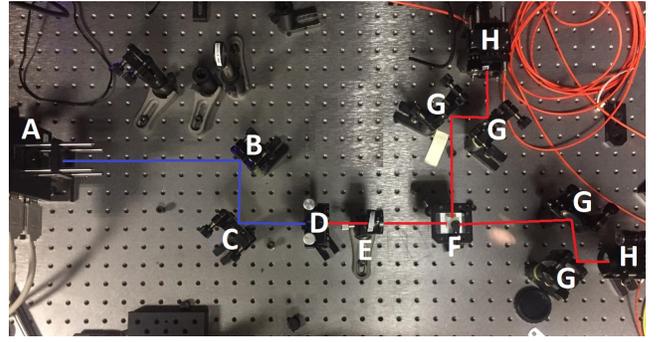


FIG. 3: Montaje final. **A.** Láser de diodo (DL5146-101S) 405 nm y lente de enfoque (40 cm) **B.** Espejo dicroico (380-420 nm) **C.** Espejo E02 (azul) **D.** BBO **E.** Lente de colimación (6 cm) **F.** PBS **G.** Espejos E03 (rojo) **H.** Acople a fibra multimodo con filtro pasabajos de 750 nm.

de magnitud menor).

En la figura 5, se muestra como varía el ancho del haz con la distancia al lente. Se observa un mínimo a 37 cm del lente. En el rango entre 34 y 38 cm, el ancho se mantiene abajo de  $200 \mu\text{m}$ . Teniendo en cuenta esto, la precisión de la distancia entre el lente y el BBO no debe ser tan alta.

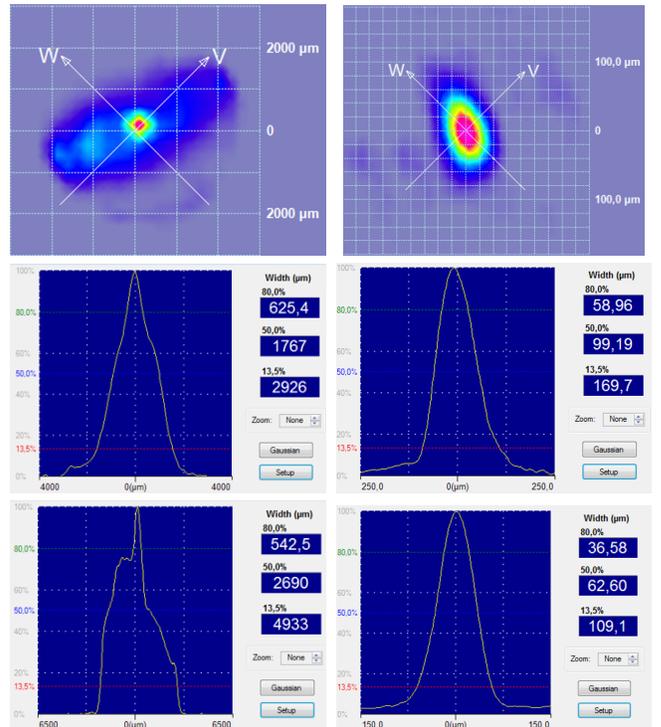


FIG. 4: Modo espacial lejos del foco (izquierda) y cercano al foco (derecha) con las curvas de intensidad espaciales en dirección W (centro) y V (abajo).

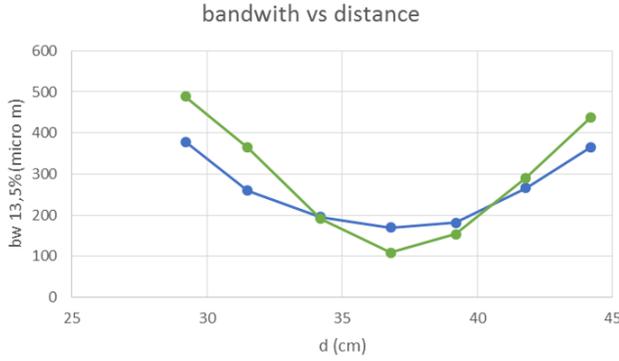


FIG. 5: Ancho espacial del haz a 13,5% de la intensidad máxima contra distancia al lente en dirección V (verde) y W (azul).

Se calibró la altura del montaje con una base magnética de referencia para alinear en la dirección vertical del haz al salir del segundo espejo (C) respecto a la mesa óptica. La dirección horizontal se alineó con los orificios de la mesa. El PBS se alineó observando que la reflexión de la superficie externa se devolviera en el mismo camino óptico del haz y que el haz reflejado pasara a la misma altura de la base magnética de referencia.

### B. Ajuste de SPDC tipo II colineal

Como fue mencionado en la introducción, se utilizó el cristal BBO para la generación del fenómeno SPDC tipo II situando el cristal aproximadamente en donde se encontraba el punto focal del haz azul (punto D figura 3) y seguido de este (posición H figura 3) la cámara CCD para observar el SPDC. Debido a que los fotones generados por SPDC llevan frecuencias de 810 nm (siguiendo la ecuación 2), la cámara tiene un filtro pasa-banda de 810 nm  $\pm$  10 nm, y otro pasa-bajas de 750 nm, estos no son solo para separar las frecuencia que queremos observar sino también para proteger al detector de la alta intensidad del láser.

El fenómeno de SPDC de tipo II consiste en la generación espontánea de pares de fotones que cumplen con las ecuaciones 1 y 2. El haz incidente (*pump*) se convierte en dos haces que forman conos, la polarización de un haz producido es la misma del incidente (ordinaria), y la del otro es ortogonal (extraordinaria).

El eje óptico del cristal define la dirección en la que se dividen los haces, y la alineación colineal se logra cuando los anillos se juntan en un solo punto.

Tomando tiempos de exposición de 2 segundos en la cámara, se capturan las imágenes a la salida del cristal. Las primeras imágenes que se capturan con la CCD son las visibles en las figuras 7a y 7b; esto no es el resultado esperado según la figura 6. Pese a la desconcertación causada al no observar los anillos, se logra identificar que

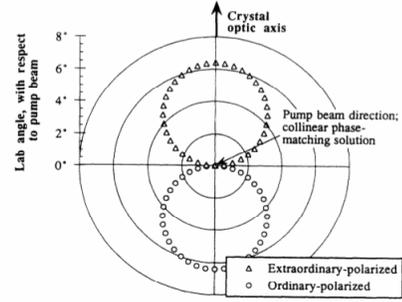


FIG. 6: Perfil de los conos en SPDC tipo II con alineación colineal [5]

sobre la mancha de la figura 7a hay lo que podría ser el contorno de dos anillos tocándose en dos puntos. Para confirmar la hipótesis, se gira el ángulo del cristal que controla la posición de los anillos y efectivamente se corrobora que los contornos son los anillos del SPDC ya que, como se ve en la figura 7b, estos cambian de posición.

De todas formas, no se tenía claridad de por qué se detecta esta emisión adicional. Teniendo en cuenta el filtro pasa-banda que se encuentra en el detector, esta radiación adicional debe tener longitud de onda cercana a 810 nm. Luego de hacer varias pruebas sin el cristal utilizando filtros en la salida del láser, se concluye que esta radiación proviene del láser. Es decir, aparte de la longitud de onda nominal que emite el láser de 405 nm, se registra emisión a menor intensidad en 810 nm. Pese a no tener certeza, se intuye que el diodo del láser podría estar emitiendo en el primer armónico de su frecuencia nominal. Este resultado es relevante ya que aporta una información a los investigadores del laboratorio de óptica cuántica que antes se desconocía sobre la operación de estos láseres en específico.

Para corregir este inconveniente se opta por la simple solución de filtrar la luz del láser antes de que esta pase por el cristal, asegurándose que solo llegue la longitud de onda nominal. El filtraje se hace reemplazando el espejo E02 de la posición B en la figura 3 por un espejo dicróico con reflexión entre 380 y 420 nm. De esta manera no se reflejan los 810 nm y sobre el cristal solo inciden 405 nm. El resultado en el detector se muestra en la figura 7c, y evidentemente se tienen los dos anillos sin la presencia de la mancha.

Para asegurarse que el fenómeno de SPDC tipo II se esté produciendo de manera correcta, se introduce un polarizador entre el cristal y la cámara (posiciones D y H de la figura 3) los resultados del detector con el polarizador orientado a dos ángulos ortogonales se aprecian en las figuras 7d y 7e. Por el hecho de que en cada imagen se atenúa uno de los dos anillos, se confirma que estos tienen polarización ortogonal y el SPDC tipo II ocurre.

Por ultimo se realiza la alineación colineal, donde ajustando el ángulo y la posición del cristal se busca que los anillos se intersecten un solo punto que se puede dirigir a través del camino óptico y contenga a los fotones

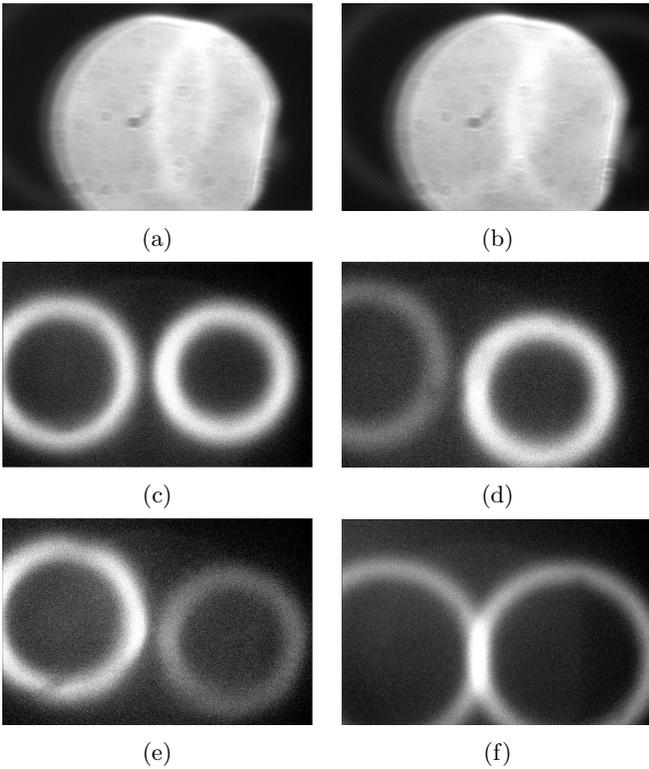


FIG. 7: (a): imagen a la salida del cristal con condiciones iniciales (b): imagen con condiciones iniciales a diferente ángulo (c): imagen luego de incluir espejo dicróico (d): inclusión de un polarizador (e): rotación del polarizador por 90 grados (f): alineación colineal

correlacionados. El resultado es la figura 7f.

### C. Diferencias de camino óptico

Tras la detección de coincidencias, se procedió a la implementación de diferencias de caminos ópticos. Se usaron distintas combinaciones con las fibras disponibles (dos de 5m y tres de 1m) acoplándolas de ser necesario. En la tabla I se muestran las combinaciones utilizadas para obtener las distintas diferencias de camino  $\Delta r$ . Luego, se procedió a calcular el grado de coherencia de segundo orden  $g^{(2)}(\tau)$  utilizando dos elementos distintos: FPGA y Qtools.

#### 1. FPGA

Con la FPGA no se calcula directamente  $G^{(2)}(t_2 - t_1)$ , pero esta cuenta coincidencias en una ventana temporal de  $\Delta T = 9\text{ns}$  y también cuenta los fotones incidentes en cada detector. Una aproximación al grado de correlación  $g^{(2)}(\tau)$  está dada por:  $g^{(2)}(\tau) = AB/(\Delta T * A * B)$ , donde  $AB$  es el conteo de coincidencias y  $A$  y  $B$  son los con-

TABLE I: Distintas combinaciones de distancia para generar diferencias de camino óptico en las fibras. En la primera columna se encuentran la diferencias de caminos ópticos  $\Delta r$ . Las columnas D1 y D2 muestran las longitudes de las fibras acopladas a los detectores D1 y D2 respectivamente. El símbolo “+” denota un acople entre fibras para alcanzar la longitud deseada.

$\Delta r$ (m)	D1 (m)	D2 (m)
0	5	5
1	5+1=6	5
2	5	1+1+1=3
3	5	1+1=2
4	5	1

teos individuales de fotones de los dos detectores. Se realizó un barrido en  $\tau$  generando retrasos temporales electrónicos con una resolución de 1.8 ns. En la figura 8 se muestran los resultados con este procedimiento. Se aprecia un corrimiento en  $\tau$  proporcional a la diferencia de caminos.

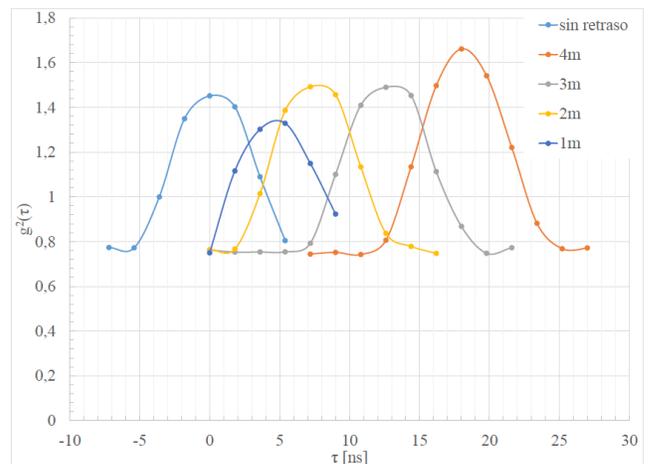


FIG. 8: Grado de coherencia temporal de segundo orden  $g^{(2)}(\tau)$  medida con FPGA. Se ve desplazada abajo del 1 debido a que existían coincidencias de luz que no provenían del SPDC.

El tiempo de respuesta de los fotodetectores es de 0.35 ns mientras que la ventana temporal de la FPGA es de 9 ns. Por lo tanto,  $D(\hat{t}-\hat{t}) \approx t_c \delta(\hat{t}-\hat{t})$  y con la ecuación 6 se concluye que el tiempo de respuesta de los fotodetectores no es significativo y el término dominante está dado por la ventana de coincidencias. En la figura 8, es evidente que este ancho es cercano a los 9 ns de la ventana de coincidencias.

Debido al uso de acoples entre las fibras y a las distintas longitudes de cada una (ver tabla I), no se fijaron todas las variables adicionales y la forma de la curva varía. También es importante tener en cuenta que existen coincidencias accidentales provenientes del haz incidente de 405 nm debido a que no se alcanza a filtrar

todo. Esto genera un corrimiento vertical de la aproximación del grado de correlación desplazando la base de la gaussiana de 1 a 0.8 en este caso.

## 2. Qtools

En el caso de Qtools, se le asigna un tiempo de registro a cada fotón incidente en cada detector con una resolución de 81 ps y el programa calcular directamente la  $g^{(2)}(\tau)$ . En la figura 9 se muestran los resultados.

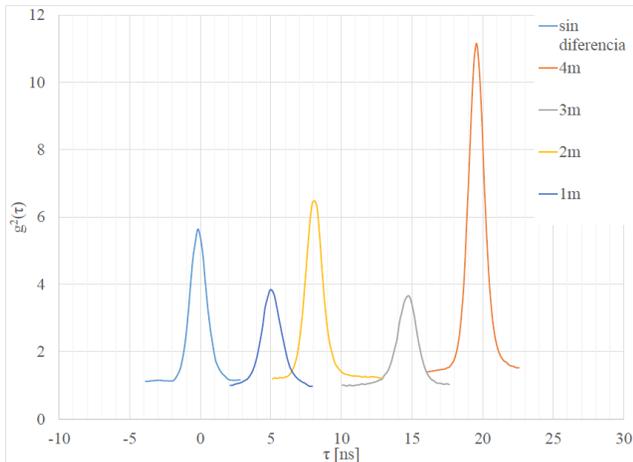


FIG. 9: Grado de coherencia temporal de segundo orden  $g^{(2)}(\tau)$  medida con Qtools.

En este caso, el tiempo de respuesta de los fotodetectores  $t_c$  es el factor dominante. Por este motivo, usando la ecuación 6, esperaríamos un ancho del orden de  $2\sqrt{2}t_c \approx 1\text{ns}$ . Observando la curva para  $\Delta r = 4\text{m}$  de la figura 9, se puede observar que la desviación estándar de la gaussiana (ancho de la curva ubicado a una altura de  $2/3$  del máximo) es también cercana a 1 ns. La diferencia entre las varianzas de las curvas pueden ser debidas a la dispersión dentro de las fibras y a los acoples. Estas variables no se pudieron controlar al tener que realizar las combinaciones con las fibras disponibles.

## D. Discusión

De la ecuación 7, se esperaría un comportamiento lineal entre la ubicación de los grados de coherencias en el tiempo contra la diferencia de caminos ópticos. En la figura 10 se resumen estos resultados. La curva teórica fue calculada usando el índice de refracción de las fibras de  $n = 1.496$  para longitudes de onda cercanas a 810 nm.

Para  $\Delta r = 2\text{m}$  se tiene la discrepancia más alta. En la tabla I se muestra que la configuración para este dato fue la que mayor número de acoples y fibras usó. Esto puede ser la causa de las discrepancias. Los demás resultados con Qtools dieron exactos y precisos y con el FPGA

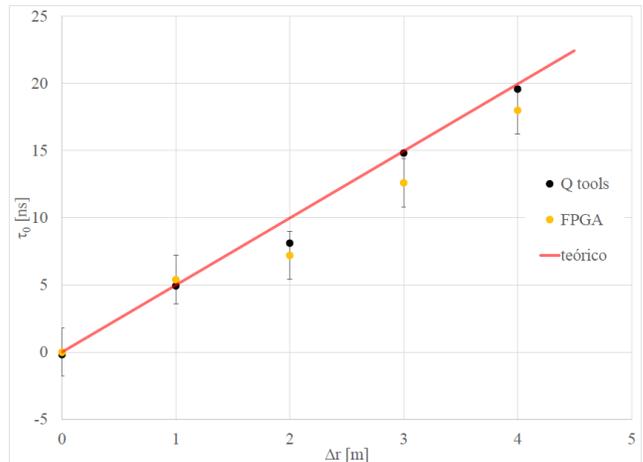


FIG. 10: Tiempo  $\tau_0$  (centro del grado de coherencia temporal de segundo orden  $g^{(2)}(\tau)$ , el cual correspondiente a la diferencia temporal para obtener un máximo de coincidencias) para distintas diferencias de caminos ópticos  $\Delta r$  con los dos métodos distintos. La curva teórica se muestra en rojo. Las barras de error de los datos de Qtools son del tamaño de los puntos.

entran dentro de la predicción teórica bajo la precisión lograda.

## IV. CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO

En este trabajo se montó y alineó una fuente de fotones correlacionados temporalmente por SPDC tipo II usando un BBO y un láser de diodo de 405 nm. Se realizó una configuración colineal y se separaron los pares de fotones con un PBS, acoplándolos a fotodetectores para obtener el grado de coherencia de segundo orden en la variable temporal.

En la fase del montaje, se descubrió que el láser de diodo de 405 nm con referencia DL5146-101S tiene una emisión en otro modo cercana a 810 nm la cual se debe filtrar antes de impactar el BBO. Este descubrimiento puede ahorrar bastante tiempo en futuros montajes evitando los inconvenientes que se presentaron.

Se implementaron diferencias de caminos ópticos de 1m, 2m, 3m y 4m con las fibras ópticas disponibles y la función de correlación temporal de segundo orden se trasladó como se esperaba midiéndola con dos elementos distintos: FPGA y Qtools. En ambos casos, el dato de 2m fue el único que no se acomodó a la predicción teórica. Esto se debe a que en esta diferencia se usaron dos acoples en las fibras. La ventana temporal del FPGA fue el factor dominante en el ancho de la curva mientras que el tiempo de respuesta de los detectores fue el factor dominante al medir con Qtools. La forma de la curva puede ser alterada debido a la dispersión de la luz en las fibras y en los acoples. Para obtener mejores resultados, se deben usar fibras cortas y sin acoples. También se pueden hacer

diferencias de caminos ópticos con espejos para no tener variables adicionales que cambien entre mediciones.

Lucien Pellaton por la colaboración con el montaje y las mediciones y al Ingeniero Johnny Tenorio por la asesoría en el laboratorio.

## V. AGRADECIMIENTOS

Agradecemos a la Profesora Mayerlin Nuñez por su orientación y entrenamiento. Gracias al Dr. Matthieu

- 
- [1] R. J. Glauber, Nobel lecture: One hundred years of light quanta, *Reviews of modern physics* **78**, 1267 (2006).
- [2] Y. Shih, *An introduction to quantum optics: photon and biphoton physics* (CRC press, 2016).
- [3] Beam splitters, [https://www.rp-photonics.com/beam\\_splitters.html](https://www.rp-photonics.com/beam_splitters.html), accessed: 2019-02-20.
- [4] B. Dayan, A. Pe'er, A. A. Friesem, and Y. Silberberg, Two photon absorption and coherent control with broadband down-converted light, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 023005 (2004).
- [5] P. G. Kwiat, P. H. Eberhard, A. M. Steinberg, and R. Y. Chiao, Proposal for a loophole-free bell inequality experiment, *Physical Review A* **49**, 3209 (1994).