

Medida de coherencia de un fotón anunciado

Maria Fernanda Morris, Miguel Esteban Villalobos, and Mayerlin Núñez*

* Profesora asistente - Departamento de Física, Universidad de Los Andes

(Dated: 2 de junio de 2021)

Se realizó un estudio sobre la medición de la función de coherencia $g^{(2)}(\tau)$ de un fotón anunciado. En este caso se usa una fuente de un fotón SPDC de tipo II colineal, junto con un arreglo de divisores de haz y dos posibles sistemas de detección de coincidencias: FPGA y Q_{tools} . Los cuales permiten realizar mediciones con diferentes resoluciones temporales. Para esto, se tiene una fuente de dos fotones entrelazados con polarización perpendicular, lo que posibilita la división de los fotones y así tener un fotón que anuncia en el *idler* la llegada de un fotón en el *signal*. Se exponen las mediciones experimentales esperadas de la función de correlación temporal de un fotón anunciado con un interferómetro Hanbury, Brown and Twiss, y la influencia del tiempo de la ventana de coincidencias en la profundidad de la gráfica de la $g^{(2)}(\tau)$.

I. INTRODUCCIÓN

Un fotón se puede describir como una excitación elemental de un modo del campo electromagnético cuantizado[1]. Esta descripción permite interpretar la luz como un fenómeno que sufre de la dualidad onda-partícula, donde existen eventos que se pueden explicar desde la perspectiva clásica, otros donde la descripción ondulatoria falla y se necesita de una descripción corpuscular, y algunos otros donde ambas descripciones coinciden.

Estas excitaciones elementales pueden existir en estados enredados entre varias de ellas. Así, es posible generar un estado enredado en tiempo, energía, polarización o momento[1].

Los estados cuánticos entrelazados son de gran utilidad en el almacenamiento de información para aplicaciones como distribución de llave cuántica (*Quantum Key Distribution*). Especialmente, la producción de un solo fotón es de gran importancia para estos procesos[1]. Otras aplicaciones del almacenamiento de la teoría cuántica de la información en estados entrelazados son: secuenciamiento de ADN, metrología cuántica, medicina, entre otros [1].

Debido al auge de la investigación sobre información cuántica, se incrementó la necesidad por fuentes confiables de producción de fotones individuales[1]. Entre estas, se encuentran fuentes determinísticas (*Quantum dots*, átomos, iones y moléculas) o fuentes probabilísticas (SPDC en cristales y guías de onda)[1]. Estos avances, a su vez, requirieron desarrollo de tecnología de detección de fotones, que comenzó con el desarrollo de *photodiodes disponibles de modos de Geiger* en 1960 por McIntyre[1]. Uno de los sistemas de detección disponibles que operan en el modo Geiger son los fotodiodos de avalancha[2]. Estos fotodiodos de estado sólido cumplen la función de realizar detecciones individuales con alta precisión.

La función de correlación temporal $g^{(2)}(\tau)$ permite caracterizar los tipos de emisión que se está midiendo. Los fotones del emisor pueden producirse en forma de luz *agrupada*, de luz forma coherente, o también luz *no-agrupada*. El primero implica una dispersión por grupos, y es la versión no-coherente de la descripción clásica de la luz[3]. El segundo implica una coherencia en la luz que

llega de forma aleatoria, con $g^{(2)}(0) = 1$, y también puede ser explicado por la dinámica ondulatoria. Por último, el *no-agrupado* ocurre cuando los fotones llegan igualmente espaciados temporalmente. Esta última forma de dispersión no es explicable por la mecánica clásica, y es un evento puramente cuántico.

Para poder caracterizar estos fotones, es necesario medir sus propiedades por técnicas de interferometría. Entre estas, es de especial interés el interferómetro de intensidades de Hanbury, Brown y Twiss, desarrollado alrededor de 1950[3]. Este interferómetro permite determinar la intensidad de dos señales de luz que, independientemente, llegan a dos detectores distintos. Al medir la correlación temporal entre las intensidades de ambos detectores se encuentra una coherencia temporal de segundo grado descrita por

$$g_{si}^{(2)}(t, \tau) \equiv \frac{\langle \hat{E}_s^\dagger(t + \tau) \hat{E}_i^\dagger(t) \hat{E}_i(t) \hat{E}_s(t + \tau) \rangle}{\langle \hat{E}_s^\dagger(t + \tau) \hat{E}_s(t + \tau) \rangle \langle \hat{E}_i^\dagger(t) \hat{E}_i(t) \rangle}, \quad (1)$$

donde s e i se refieren a las señales *signal* e *idler*, respectivamente [4]. Se necesita de una fuente de pares de fotones correlacionados, que en este caso es una fuente SPDC de tipo II. Este tipo de fuente se compone de un láser enfocado sobre un cristal no-lineal que produce un par de fotones entrelazados con polarización perpendicular[1][2]. Por otro lado, se requiere de dos fotodetectores de avalancha y permitan realizar el conteo de la cantidad de fotones que llegan al detector[1]. Esto es necesario pues, según Bocquillon[4], la ecuación 1 se puede reescribir de la forma

$$\bar{g}_{si}^{(2)}(\tau) \equiv \frac{N_{si}(\tau)}{R^2(0)}, \quad (2)$$

donde $R^2(0)$ es el producto de la tasa de conteos de cada detector, y $N_{si}(\tau)$ es la cantidad de conteos simultáneos entre el detector del *signal* y el detector del *idler*. El cálculo de la función de correlación temporal de segundo orden entre las dos señales perpendiculares en polarización permite determinar el retraso temporal entre los dos detectores, que a su vez determina la máxima cantidad de pares de fotones entrelazados detectados por segundo [1][3][4].

Sin embargo, esta medición de la función de correlación temporal es destructiva, pues, al medirlos, estos fotones desaparecen. Para poder garantizar una medida no destructiva que permita hacer uso del fotón anunciado, además de caracterizar el fotón individual con su característica de luz *no-agrupada*, se debe recurrir a un mecanismo de anunciamiento[4].

El mecanismo de anunciamiento se basa en la medición de la señal del *idler*, seguido de un lapso en el cual la electrónica busca la detección de un segundo y tercer fotón en los detectores del *signal*, que se dan al pasar el haz del signal por un interferómetro HBT. Para poder medir la coherencia temporal de segundo orden de estas triples detecciones, se tiene que

$$g_c^{(2)}(t_1, t_2 | t_i) \equiv \frac{\langle \hat{E}_s^\dagger(t_1) \hat{E}_s^\dagger(t_2) \hat{E}_s(t_2) \hat{E}_s(t_1) \rangle_{pm}}{\langle \hat{E}_s^\dagger(t_1) \hat{E}_s(t_1) \rangle_{pm} \langle \hat{E}_s^\dagger(t_2) \hat{E}_s(t_2) \rangle_{pm}}. \quad (3)$$

Esta ecuación describe la interacción de dos detectores distintos a tiempos t_1, t_2 al tener el anunciamiento de la señal *idler* en un tiempo igual a t_i . Nuevamente, Bocquillon encontró una forma de simplificar esta relación permitiendo realizar un cálculo de la coherencia temporal basándose en los resultados experimentales de las tasas de llegada de fotones en los tres detectores[4]. Esta función es proporcional a la tasa de coincidencias N_{si} y a la tasa de detecciones del *idler* $R(0)$

$$\bar{g}_c^{(2)}(\tau) \equiv \frac{N_{si}^{(2)}(\tau)R(0)}{[N_{si}(0)N_{si}(\tau)]}, \quad (4)$$

donde $N^{(2)}(\tau)$ es la tasa de triples coincidencias encontradas entre el detector del *idler* y los dos detectores de las señales $s1$ y $s2$ que se producen al enfocar el haz *signal* en un divisor de haz[4].

II. MARCO TEÓRICO

Un sistema SPDC (*spontaneous parametric down conversion*) se fundamenta en la generación probabilística de un par entrelazado de fotones al disparar un haz de luz a un cristal no lineal [5]. La generación de pares entrelazados en polarización se genera gracias a la relación

$$\vec{P}^{NL} = \varepsilon_0 \sum_j \sum_k \chi_{jk}^{(2)} E_j E_k, \quad (5)$$

donde la ecuación explica la parte no lineal de la polarización gracias a la susceptibilidad no lineal de segundo orden del material [5]. Se puede determinar un operador Hamiltoniano sobre la emisión espontánea de fotones

$$\hat{H}_{SPDC} = \quad (6)$$

$$i\hbar\kappa(\hat{a}_1\hat{a}_2\hat{a}_3^\dagger e^{i\Delta\vec{k}\cdot\vec{r}-i\Delta\omega t} + \hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2^\dagger\hat{a}_3 e^{-i\Delta\vec{k}\cdot\vec{r}+i\Delta\omega t})$$

donde los operadores \hat{a} y \hat{a}^\dagger son los operadores de destrucción y generación espontánea de fotones [5]. El segundo término de la parte derecha de la igualdad 6 es el que determina la emisión espontánea de un par de fotones y la destrucción de un fotón generado por el bombeo, es decir, describe la situación que deseamos en la que un fotón del bombeo se proyecta en el cristal no lineal y se produce un par de fotones correlacionados.

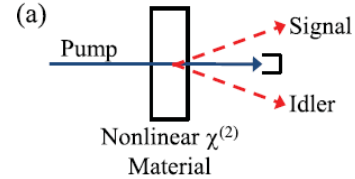


Figura 1. Diagrama de generación de pares de fotones entrelazados por una fuente SPDC. La fuente se compone de un emisor de fotones o el bombeo, y un cristal con una susceptibilidad no-linealidad de segundo orden $\chi^{(2)}$. Obtenido de [3]

Un cristal BBO (*Beta Barium Borate*) es de los más usados para la emisión de fotones correlacionados de forma probabilística [5]. Dependiendo de la orientación del cristal con respecto a la dirección de propagación de la luz, se tiene un sistema tipo I o tipo II.

El SPDC de tipo II produce dos señales: el *signal* y el *idler*. Estos dos pares se encuentran entrelazados en tiempo con polarizaciones perpendiculares, por lo cual la cantidad de detecciones de pares correlacionados se puede medir variando el desfase temporal de la ecuación 2 hasta encontrar el valor que produce el máximo de detecciones. El desfase entre ambos detectores debe estar en el orden de nanosegundos.

El sistema de generación de pares entrelazados de fotones con SPDC se rige por el principio de conservación de energía y momento[6], lo que indica que debe cumplirse que

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (7)$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i \quad (8)$$

donde k es el vector de onda, ω es la frecuencia de las señales, y los subíndices p,s,i representan *pump, signal, idler*, respectivamente. Se tiene un sistema degenerado cuando

$$2\lambda_p = \lambda_s = \lambda_i. \quad (9)$$

Las medidas de correlación $g^{(2)}(\tau)$ de fotones correlacionados se ven en las siguientes gráficas, obtenidas por Gonzales [7]. En las que se muestra que cuando hay un par entrelazado hay un pico a aproximadamente $\tau = 0$; además, que la ventana es del orden de nanosegundos. Para estas gráficas solo se deben tener en la cuenta las curvas sin retraso y sin diferencia, las otras están relacionadas con el camino y modificaciones hechas por González y Cabrera en el experimento.

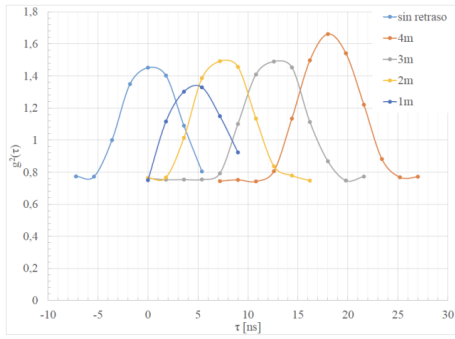


Figura 2. $g^{(2)}(\tau)$ de pares de fotones medida con FPGA. Tomado de [7].

Entre las gráficas de las figuras 2 y 3 hay diferencias debido a las tecnologías utilizadas. El sistema de detección FPGA tiene una ventana de coincidencias de 9 ns, mientras que Q_{tools} tiene una resolución temporal de 350 ps. Uno de los factores que se quiere analizar es la influencia de la resolución de la electrónica sobre la medición de pares correlacionados.

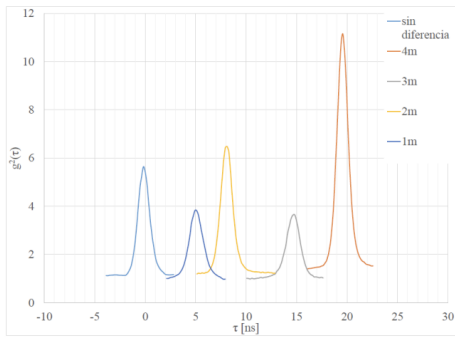


Figura 3. $g^{(2)}(\tau)$ de pares de fotones medida con Q_{tools} . Tomado de [7].

III. MARCO EXPERIMENTAL

Para poder medir la función de correlación temporal de un fotón, se hace uso de un sistema que se denomina fuente de un fotón anunciado, que utiliza la detección de un fotón en el *idler* como anunciante de un fotón en el *signal* [8].

En la primera parte del montaje se busca utilizar una fuente SPDC para producir fotones entrelazados con polarización perpendicular. Para esto se tiene en la cuenta el montaje de González y Cabrera [7]. En la propuesta se espera usar la luz de un láser de 405 nm que pasa por un lente biconvexo y se refleja en dos espejos dicróicos para que la señal llegue a un cristal no-lineal de segundo orden BBO. El cristal produce una señal con fotones entrelazados con polarización perpendicular. Esta señal pasa por un filtro pasa altas de 750 nm para evitar frecuencias bajas, acoplado con otro filtro de 810 ± 10 nm. Después, se divide el haz por un PBS (*divisor de haz polarizado*)

para dividir las señales *signal* s e *idler* i . En este punto se tienen fotones con diferentes frecuencias, entrelazados, uno en el *signal* y uno en el *idler*.

Para la segunda parte, la señal del *signal* pasa por un interferómetro de Hanbury, Brown y Twiss, que consiste en hacer pasar la luz por un NBPS *divisor de haz no-polarizado*, de tal forma que se tengan las señales $s1$ y $s2$ que van a permitir la medida de triples coincidencias.

La medida de un fotón en el *idler* funciona como el la señal que anuncia la llegada de otro fotón en una de las dos señales del *signal*. Para esto la señal del *idler* abre una ventana que cuenta el tiempo de retraso τ en el que se demoran otros fotones en llegar a ambos detectores del *signal*.

Para poder medir con diferentes ventanas temporales se usaran las tecnologías FPGA y Q_{tools} .

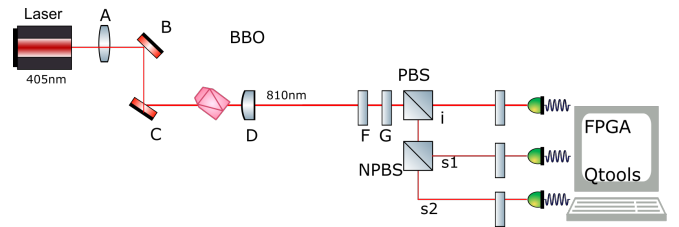


Figura 4. Montaje experimental propuesto. En el esquema se plantea el uso de un láser a 405 nm, lentes dicróicos B C que permiten filtrar longitudes de onda no deseadas, un lente colimador D que dirige el haz saliente del BBO hacia los filtros ópticos F G . Se divide el haz en un divisor de haz polarizado (PBS), donde la señal *idler* (i) sirve como anunciante. El haz *signal* se divide en un divisor de haz no polarizado (NPBS), dando como resultado los rayos $S1$ y $S2$ que se detectan en los fotodetectores.

IV. RESULTADOS ESPERADOS

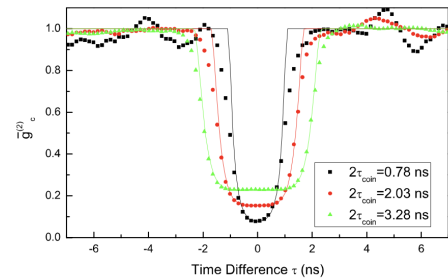


Figura 5. Correlación temporal de segundo grado obtenida por Bocquillon[4]. Se evidencian distintas profundidades del sumidero asociado con la detección de un fotón. Estas profundidades se asocian con distintas ventanas temporales para la detección de coincidencias τ_{coin} .

Los resultados que se esperan obtener son similares a los conseguidos por Bocquillon en la figura 5 [4]. En donde se ve la $g^{(2)}(\tau)$ de un fotón anunciado, es decir

que muestra la probabilidad de triples coincidencias en los detectores dada la ecuación 4. Es por esto que en el tiempo de diferencia $\tau = 0$ hay un sumidero, en el que la probabilidad de que haya triples coincidencias es cercana a 0, lo que demuestra que hay un solo fotón en uno de los dos detectores del signal.

Además, se espera que estos resultados varíen de forma homóloga a las variaciones de magnitud encontradas por González[7] en las figuras 2 y 3, que corresponden a las diferentes tecnologías que están disponibles en el laboratorio, que permiten las diferentes variaciones en la ventana que hace Bocquillon.

V. CONCLUSIÓN

Se logró hacer un estudio de diferentes artículos y libros en los que se ve la importancia y los métodos para

obtener un solo fotón. Es por esto que se estudió cómo funciona el SPDC, además de cómo construirlo y cuáles son sus resultados, en especial los que se pueden obtener en el laboratorio. Finalmente, se investigó el artículo de Bocquillon que permitió ver los resultados esperados para un montaje proporcional al propuesto por nosotros y poder ir después al laboratorio a tomar los datos para la medida de coherencia de un fotón anunciado.

-
- [1] M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov, "Invited review article: Single-photon sources and detectors," *Review of Scientific Instruments*, vol. 82, no. 7, p. 071101, 2011. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.3610677>
- [2] H.-A. Bachor, *A Guide to Experiments in Quantum Optics*. Wiley-VCH, 2004.
- [3] M. Fox, *Quantum Optics. An Introduction*. Oxford University Press, 2006.
- [4] E. Bocquillon, C. Couteau, M. Razavi, R. Laflamme, and G. Weihs, "Coherence measures for heralded single-photon sources," *Phys. Rev. A*, vol. 79, p. 035801, Mar 2009. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.79.035801>
- [5] C. Couteau, "Spontaneous parametric down-conversion," *Contemporary Physics*, vol. 59, no. 3, pp. 291–304, 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1080/00107514.2018.1488463>
- [6] Y. Shih, *An introduction to Quantum Optics. Photon and Biphoton Physics*. Boca Raton, Florida: CRC Press. Taylor & Francis Group, 2011.
- [7] J. González, J. Cabrera, and M. Nuñez, "Caracterización de retrasos temporales de luz en pares de fotones correlacionados," May 2019. [Online]. Available: https://opticacuantica.uniandes.edu.co/images/PDF/LabIntermedio/proyecto_final_intermedio...jp2019.pdf
- [8] F. Kaneda and P. Kwiat, "High-efficiency single photon generation via large-scale active time multiplexing," *Science Advances*, 2019.