



Informe Técnico: II-INME2022_635

EXPERIMENTOS CON UNA FUENTE CONVENCIONAL DE FOTONES ENTRELAZADOS

Fenómeno de Conversión Paramétrica Descendente Espontánea y cristales birrefringentes

**Alejandro Padrón Godínez
Rafael Prieto Meléndez
Alberto Herrera Becerra
Venancio Gerardo Calva Olmos**

Diciembre - 2022

Tipo de Proyecto: Interno.

Financiamiento interno.

Resumen

El presente informe técnico corresponde tiene como propósito presentar los experimentos realizados para el desarrollo de una fuente de fotones entrelazados para comunicaciones ópticas de larga distancia, que puede integrarse en la carga útil de un pequeño satélite.

Dichos experimentos fueron realizados por el Grupo Académico de Modelado y Simulación de Procesos del Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología – UNAM.

Para el cumplimiento del propósito mencionado, se utilizaron cristales con birrefringencia para generar fotones entrelazados utilizando el fenómeno de la Conversión Descendente Paramétrica Espontánea (SPDC).

Las experiencias que se presentan en este reporte son:

- a) El cumplimiento estadístico de los registros temporales del haz de incidencia sobre un cristal BBo (*cristal de betaborato de bario*) birrefringente.
- b) La distribución normal estandarizada del registro de los fotones y el cumplimiento de la Ley de Malus Cuántica. Se muestran las gráficas de los registros obtenidos para cada experiencia mostrando en algunos casos los modelos analíticos a partir del ajuste de los datos experimentales.
- c) También se presenta el diseño de un prototipo de fuente de fotones entrelazados con guías de onda integradas para que en un futuro pueda ser utilizado en una misión espacial. En particular, el prototipo diseñado no debe tener partes móviles para evitar desajustes por las vibraciones que suelen producirse duran el lanzamiento de la misión espacial.

Estas experiencias también pueden ser utilizadas para llevar a cabo un protocolo de distribución de información cuántica para la criptografía por la generación aleatoria del fenómeno SPDC y la medición de la polarización de los fotones. Además, estos fenómenos también son desarrollados para teletransportación cuántica.

Índice

Nomenclatura.....	4
Introducción.....	5
1 Estudio de birrefringencia en cristales.....	5
2 Diseño de experimento de fotones entrelazados.....	11
2.1 Generalidades SPDC.....	15
3 Experiencias con fuentes convencionales	16
3.1 Análisis de datos obtenidos de una fuente cuántica de fotones entrelazados convencional	17
3.2 Estadística para el comportamiento temporal de los registros del fenómeno SPDC.....	17
3.2.1 Desarrollo Experimental.....	20
3.3 Polarización de los fotones entrelazados.....	21
3.3.1 Procedimiento Experimental.....	22
3.4 Distribución de los fotones entrelazados usando un cristal BBo.....	26
3.4.1 Desarrollo Experimental.....	27
4 Diseño de un prototipo para el entrelazamiento de fotones.....	28
4.1 Procedimiento para la integración en la carga útil de un satélite pequeño..	31
5 Comentario Final.....	33
Conclusiones.....	34
Anexo A	35
Anexo B	38
Referencias Bibliográficas.....	41

Nomenclatura

Símbolo	Significado
E	<i>Campo Eléctrico</i>
$E(z)$	<i>Propagación del campo en la dirección de “z”</i>
ε	<i>Constante dieléctrica del medio</i>
H	<i>Campo Magnético</i>
K_0	<i>Número de onda</i>
λ	<i>Longitud de onda</i>
n_C	<i>Índice de refracción complejo</i>
n_i	<i>Índice de refracción</i>
n_R	<i>Índice de refracción real</i>
PT	<i>Paridad Tiempo</i>
r_d	<i>Coeficiente de reflexión derecha</i>
r_i	<i>Coeficiente de reflexión izquierda</i>
R_i	<i>Reflectancia derecha</i>
R_d	<i>Reflectancia izquierda</i>
S_e	<i>Matriz de dispersión efectiva</i>
SEF	<i>Simulación por Elemento Finito</i>
SMM	<i>Simulación Modelo Matemático</i>
$\hat{\sigma}$	<i>matrices de Pauli</i>
θ_i	<i>Ángulo de incidencia</i>
θ_r	<i>Ángulo de reflexión</i>
θ_t	<i>Ángulo de transmisión</i>
t_d	<i>Coeficiente de transmisión derecha</i>
t_d	<i>Coeficiente de transmisión izquierda</i>
T_d	<i>Transmitancia derecha</i>
T_i	<i>Transmitancia izquierda</i>

ω	<i>Frecuencia angular</i>
μ_0	<i>Movilidad en el vacío</i>
<i>BBo</i>	<i>Cristal de Betaborato de Bario</i>
<i>BaB2O4 BBO BBO</i>	<i>Cristal de Borato de Bario Beta</i>
<i>LBO (LiB3O5)</i>	<i>Triborato de Litio</i>
<i>LiBO</i>	<i>Borato de Litio</i>
<i>Dímer</i>	<i>Dos capas de películas delgadas</i>

Introducción

Una fuente generadora de fotones entrelazados, es en si, el dispositivo óptico que como un divisor de haz produce un par de fotones, donde la suma de sus frecuencias individuales es igual a la frecuencia original del haz de luz pulsado y además conservan su cantidad de movimiento (Kim, 2011). El dispositivo óptico es un cristal desarrollado a través de una periodicidad de películas delgadas (Knittl, 1998), que como en un cristal de LiBo o un cristal de BBo, tiene la propiedad física de birrefringencia con la característica que la dinámica de propagación de la radiación electromagnética dentro de ellos es no lineal. El entrelazamiento es una propiedad de algunos estados cuánticos que fue señalada por (Schrödinger,1935). El fenómeno físico del entrelazado cuántico de fotones es responsable de algunas de las propiedades más llamativas de la Mecánica Cuántica: contradicción con las teorías de Variables Ocultas deterministas Locales, entre las cuales están la teletransportación del estado para variables discretas o continuas, también para borrado cuántico con elección retardada, el entrelazado que sucede entre dos cavidades con un sólo fotón, interferencia de varias partículas y por lo tanto en aplicaciones de metrología, la misma espectroscopia, litografía interferométrica, en aquellas donde podemos tener una mejora de la relación señal a ruido (detección de ondas gravitacionales, la sincronización de relojes atómicos) y muchas más. Cabe mencionar especialmente las aplicaciones del fenómeno de entrelazamiento en el campo de la información cuántica, así como la codificación densa, comunicación cuántica, superaditividad en la comunicación, protocolos de distribución cuántica de claves secretas, corrección de errores cuánticos y en la actualidad el computo cuántico (García,2000; Barwics,2004; Bowen, 2004).

1. Estudio de birrefringencia en cristales

Para obtener luz linealmente polarizada se pueden usar cristales birrefringentes (como la calcita o carbonato cálcico, CaCO_3) que tienen la propiedad de dividir la luz incidente. Por lo regular se divide en dos rayos linealmente polarizados ortogonales

entre sí. Esto debido a que el material tiene dos índices de refracción distintos, Figura (1).

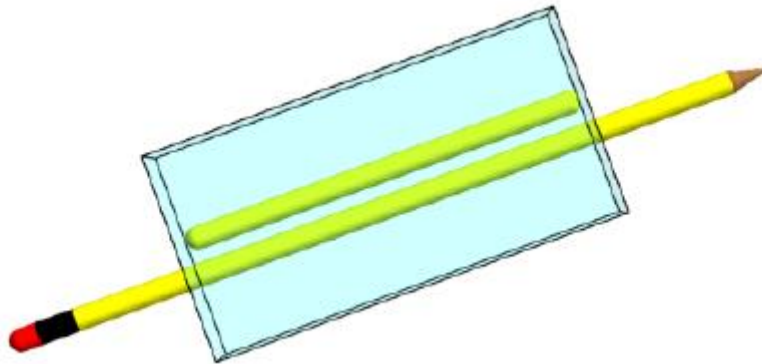


Figura 1. Vista a través de Calcita mineral birrefringente.

La birrefringencia se debe a que el material en estudio (por su estructura atómica) es anisótropo. Por ello la velocidad de propagación no es la misma en todas direcciones. Así, un haz de luz incidente sobre el cristal puede separarse en dos haces debido a la doble refracción que experimenta el haz incidente. Estos haces son denominados como haz ordinario y haz extraordinario (también suelen llamarse señal y seguidor). Siguiendo su propagación los haces resultantes tendrán polarizaciones ortogonales entre ellos.

Durante la propagación sobre un material birrefringente hay una dirección preferencial, en el cuál ambos haces divididos se propagan con la misma velocidad. Esto nos define la ubicación del eje óptico en el cristal. Ahora bien, si la incidencia es de acuerdo a la dirección del eje óptico, no se observa desdoblamiento. En caso de que la incidencia de la luz sea en una dirección diferente a la del eje óptico, se producirán dos haces que emergen en direcciones diferentes.

Luego, si se gira el cristal, el haz extraordinario gira en el espacio en torno al ordinario (Procopio, 2010; SPDC, 2015).

El material conocido como calcita tiene una birrefringencia perceptible. Es fácil para un observador confirmar lo anterior cuando mira a través del cristal y se forman dos imágenes distintas de cualquier punto situado por detrás. Cuando hay luz incidente y el campo eléctrico oscila en una dirección distinta a la del eje óptico, la componente

del campo perpendicular a la dirección del eje óptico se transmite originando el denominado haz ordinario, que conserva la dirección de incidencia y resulta polarizado según la dirección del eje óptico (Stratton, 2007).

El segundo haz, visto como el haz extraordinario, se origina a partir de la componente paralela. Aparece desviado y posee la polarización ortogonal al ordinario, es decir, según la perpendicular al eje óptico. El fenómeno producido en este tipo de cristales se puede observar en la Figura (2).

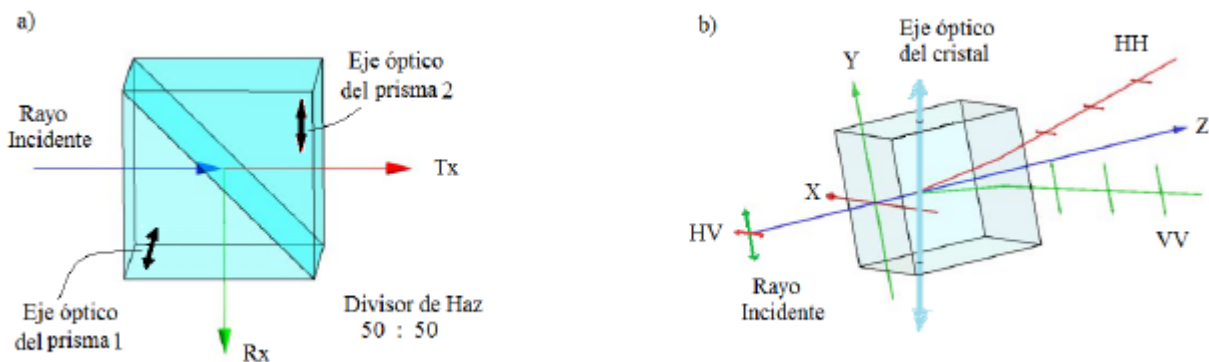


Figura 2. Divisores de haz de luz a) Divisor de haz o espejo reflector 50:50, BS. b) Propagación de radiación sobre un cristal birrefringente.

Si se desea producir este efecto, la cara pulida del cristal no debe coincidir con el eje óptico del mismo, sobre la cual incide la radiación. Tampoco debe ser ortogonal a la misma. Se ha encontrado que la absorción de radiación cuando hay luz incidente en estos materiales es muy poca. Esto resulta ventajoso cuando hablamos de propagación sin pérdida de energía.

Existen diversas formas de construir este elemento óptico. Por ejemplo, es muy común utilizar un cubo con un arreglo de prismas de vidrio a noventa grados unidos por su base cuadrada. La Figura (2a) muestra un prisma tipo de Wollaston, formado por un divisor de haz y un polarizador a la vez. Esta forma de división de haz (BS por sus siglas en inglés, beam-splitter) está construido con base en dos prismas rectos de calcita acoplados por sus bases y con sus ejes ópticos perpendiculares. De forma tal que la luz incidente se divide en dos haces que se separan al salir con polarizaciones

ortogonales. En la Figura (2b), el haz refractado en color rojo es el ordinario y además es transmitido con polarización horizontal. O sea, es perpendicular al plano del cristal que contiene el eje óptico y la dirección de incidencia; el haz refractado de color verde se denomina como extraordinario y resulta con polarización vertical, perpendicular a la del rayo ordinario.

Estos dispositivos ópticos pueden caracterizarse y denominarse como un divisor de haz, en el cuál un haz de luz incidente es en parte reflejado y en parte transmitido. Generalmente al 50% en una dirección y el otro 50% en otra respectivamente (Kottos, 2016). También conocido como un cristal BS de tipo 50:50, frecuentemente usado en instrumentación óptica y ahora para experimentos cuánticos.

Cuando se tiene una fuente de luz pulsada y se apunta a uno de estos cristales, no se puede conocer con anterioridad cuál de las dos posibilidades se produce; si se tiene un fotón en reflexión o si se tiene un fotón en transmisión.

Lo mismo para un BS polarizador, toda vez que la luz incidente no haya sido polarizada en uno de los dos posibles estados de salida. En otras palabras, si analizamos el fenómeno en un BS de tipo 50:50 genérico (si no añadimos detectores de radiación a ambos lados del dispositivo la función de onda del sistema) será una superposición de dos posibilidades. Los estados solución de la función de onda descrita por sus eigenvectores pueden determinar la transmisión o reflexión del fotón.

Existe toda una teoría que estudia la propagación de la luz en medios birrefringentes, sus características y las propiedades fisicoquímicas de estos materiales y en la actualidad se usa para muchos de los experimentos en óptica cuántica.

Uno de los principales motivos de estos análisis es la creación de partículas entrelazadas mediante la propiedad de no linealidad de los materiales. Los estudios están encaminados a determinar la evolución de las propiedades ópticas durante la propagación de haces pulsados en medios birrefringentes (Hacyan, 2009; Jerónimo, 2014; Vitali, 2007).

Veamos entonces un pequeño análisis de la propagación en estos medios cuando se crean los fotones entrelazados.

Considérese un medio anisotrópico descrito por el tensor dieléctrico ϵ , con el cual el desplazamiento eléctrico $\mathbf{D} = \epsilon \cdot \mathbf{E}$ y $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$. Donde μ es la movilidad del medio, $\mathbf{B}$ es el campo magnético y $\mathbf{H}$ el vector de inducción

Para medios birrefringentes $\epsilon = \epsilon_{\perp} + \delta \epsilon \mathbf{s}$, donde $\mathbf{s}$ es el vector unitario a lo largo del eje de simetría del medio, $\epsilon_{\parallel} = \epsilon_{\perp}$, $\epsilon_{\parallel}$ y $\epsilon_{\perp}$ son las permeabilidades paralela y perpendicular al eje de simetría, respectivamente.

Luego a partir de las ecuaciones de Maxwell, en ausencia de cargas libres y corrientes, con las cuales obtenemos en un medio birrefringente

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^O &= \mathbf{s} \times \nabla \dot{\Psi}^O, & \mathbf{E}^E &= -\frac{1}{\epsilon_{\perp}} \nabla (\mathbf{s} \cdot \nabla \Psi^E) + \mu \ddot{\Psi}^E \mathbf{s} \\ \mathbf{H}^O &= \frac{1}{\mu} \nabla (\mathbf{s} \cdot \nabla \Psi^O) - \epsilon_{\perp} \ddot{\Psi}^O \mathbf{s}, & \mathbf{H}^E &= \mathbf{s} \times \nabla \dot{\Psi}^E \end{aligned} \quad (1)$$

Ψ^O y Ψ^E son los potenciales de Hertz asociados con las funciones de onda ordinaria y extraordinaria, que satisfacen a las ecuaciones

$$\begin{aligned} -\epsilon_{\perp} \mu \ddot{\Psi}^O + \nabla^2 \Psi^O &= 0 \\ -\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \mu \ddot{\Psi}^E + \nabla \cdot \hat{\epsilon} \cdot \nabla \Psi^E &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Si se restringe el análisis en el campo armónico de la forma $\psi(t, \mathbf{x}) = e^{-i\Omega t} \psi(\mathbf{x})$, la solución general en función de los vectores de onda está dada por

$$\Psi^{O,E}(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi} \int dx' dy' e^{-ik_x x' - ik_y y'} \Psi^{(O,E)}(x', y', 0^+), \quad (3)$$

donde $k^O = (k_x, k_y, k_z^O)$ y $k^E = (k_x, k_y, k_z^E)$ las componentes ordinaria y extraordinaria del vector de onda, que cumplen con las siguientes condiciones

$$\epsilon_{\perp} \mu \omega^2 - \mathbf{k}^O \cdot \mathbf{k}^O = 0, \quad (4)$$

$$\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \mu \omega^2 - \mathbf{k}^E \cdot \hat{\epsilon} \cdot \mathbf{k}^E = 0, \quad (5)$$

donde $k^{(O,E)}$ deben tomarse en función de k_x y k_y , como

$$k_z^O = (\epsilon_{\perp} \mu \omega^2 - k_x^2 - k_y^2)^{\frac{1}{2}} \text{ y } k_z^E = \frac{1}{\epsilon} (\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \mu \omega^2 - k_x^2 - k_y^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

Como la generación de fotones en cristales birrefringentes implica desviación de haces, es decir luz estructurada, se necesitan las relaciones de dispersión (Jerónimo-Moreno, 2014; Jáuregui, 2015). En este caso están dadas por el índice de dispersión con propagación del haz en dirección de z en el plano ordinario

$$k_{z,b}^O = \sqrt{\frac{\epsilon_{\perp}\omega^2}{4c^2} - (k_{\perp}^b)^2}, \quad b = i, s \quad (7)$$

con Ω : frecuencia, ϵ : permeabilidad dieléctrica, c : velocidad de la luz, los índices de los haces i :testigo, s :señal y $n_0 = \epsilon^{1/2}$: el índice de refracción ordinario. Además del índice de dispersión para una onda bombeada, la cual se propaga en el plano extraordinario que es:

$$k_z^E(k_{\perp}, \omega) = -\beta \hat{s} \cdot k_{\perp} + \frac{\omega}{c} n_{eff} \sqrt{1 - \frac{k_{\perp}^2 c^2}{\omega^2} \eta}, \quad (8)$$

$$n_{eff} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\perp}\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp} + \Delta\epsilon a_z^2}}, \beta = \frac{\Delta\epsilon a_z}{\epsilon_{\perp} + \Delta\epsilon a_z^2}, \eta = \frac{1}{\epsilon_{\perp} + \Delta\epsilon a_z^2}, \quad (9)$$

donde n_{eff} : se refiere al índice de refracción efectivo, $a_z^2=1$ por reducción y tiene ver con la proyección del eje de simetría sobre la componente en z (Longhi, 2010).

Para haces paraxiales se tiene:

$$\begin{aligned} \Delta k_0 &\sim \hat{k} - d \cdot (k_{\perp}^s + k_{\perp}^i), \\ \hat{k} &= \left(\frac{\omega}{c}\right)(n_{eff} - n_0) + \left(\frac{2c}{n_0\omega}\right)(k_{\perp}^s)^2, \\ d &= \beta s_{\perp} + \frac{2c}{n_0\omega} k_{\perp}^s. \end{aligned} \quad (10)$$

El análisis del campo eléctrico general para el estudio en cuestión en haces estructurados usando cristales birrefringentes lo podemos expresar como:

$$\begin{aligned} E(r, t) &= \frac{1}{2} \sum_k \int d\omega S(\omega) \int d^3k e^{i(k \cdot r - \omega t)} \times \\ &\quad [\delta(k_z - k_z^E) E_k^E(k_x, k_y; \omega) + \delta(k_z - k_z^O) E_k^O(k_z, k_y; \omega)]. \end{aligned} \quad (11)$$

Luego para los haces producidos se tienen que

$$E_k^O(k_x, k_y; \omega) = \hat{s} \times k^O \Psi_k^O(k_x, k_y), \quad (12)$$

para un haz ordinario, donde $\hat{s}$ es el vector unitario a lo largo del eje de simetría del medio y con esto

$$E_k^E(k_x, k_y; \omega) = \left[\frac{c^2}{\epsilon_{\perp} \omega^2} k^E (\hat{s} \cdot k^E) + \hat{s} \right] \times \Psi_k^E(k_x, k_y), \quad (13)$$

para un haz extraordinario. Se han desarrollado fuentes de fotones entrelazados a partir de un dímer, construido con base en películas delgadas dieléctricas con propiedades (ondas ordinarias y extraordinarias) similares a la de los cristales birrefringentes (Novitsky, 2018-2019).

2. Diseño de experimento de fotones entrelazados

Desde los primeros años del siglo XXI con el desarrollo de metamateriales para diseños ópticos se empezaron a desarrollar sistemas que (debido a la naturaleza de esos materiales con características propias de no linealidad o birrefringencia) han sido usados para la creación de partículas que se propagan en forma entrelazada.

Muchos experimentos de óptica cuántica utilizan cristales no lineales. A saber; el yodato de litio (LiIO_3) o el Beta Borato de Bario ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$, BBO) como fuente de fotones entrelazados.

En estos experimentos se produce el fenómeno de Conversión Paramétrica Espontánea Descendente (SPDC), a través de la incidencia de luz de un láser pulsado sobre los cristales y generando a la salida pares de fotones de menor energía (García, 2000; SPDC, 2015).

Según el corte del cristal nos encontramos con dos configuraciones, que forman dos conos coaxiales en el caso de cristales tipo I, y dos conos desplazados para el caso de cristales tipo II, como lo muestra la Figura 3.

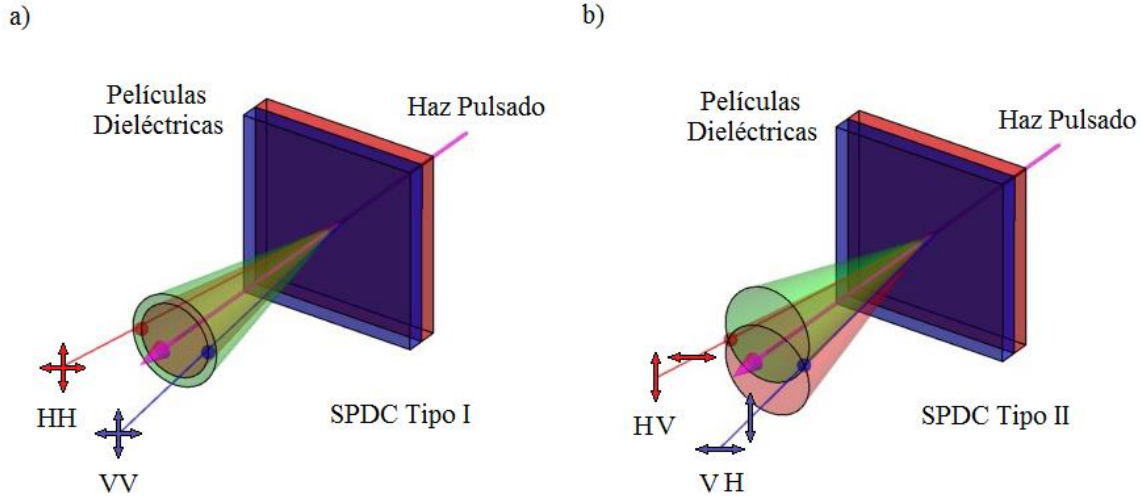


Figura 3. Haz pulsado donde mediante SPDC se tienen fotones entrelazados con coincidencia de fase a) polarizaciones paralelas entre si y ortogonales al haz de incidencia tipo I. b) un fotón con la misma polarización del haz de incidencia y ortogonal al otro fotón entrelazado tipo II.

Cuando el haz pulsado (que no se encuentra en la dirección del eje óptico de un cristal) incide sobre éste, produce pares de fotones. Esto debido a la birrefringencia del material. Los ángulos de refractados de estos pares de fotones, cada uno con su longitud de onda, dependen justamente del ángulo de incidencia del haz de pulsado. Es importante conocer estos ángulos para ubicar adecuadamente los detectores en un experimento.

A este fenómeno también se le conoce como fluorescencia paramétrica. Donde si incide un fotón sobre un cristal con susceptibilidad del orden de χ^2 se generan un par de fotones, señal y testigo, cuyas polarizaciones están correlacionadas.

Luego si tenemos fotones generados debido a pulsos de radiación, estos tienen una frecuencia ω_p de acuerdo con su longitud de onda y durante el fenómeno de conversión paramétrica descendente el par de fotones producido tendrán frecuencias ω_s y ω_i más bajas después de incidir sobre el cristal (Khan,2006; Kim, 2011; Bowen, 2004; Howell, 2004). La conservación de la energía y el impulso requieren que:

$$\begin{aligned} \kappa_p &= \kappa_s + \kappa_i, \\ \omega_p &= \omega_s + \omega_i \end{aligned} \tag{14}$$

Donde los índices corresponden a p : fotón incidente, s : fotón señal e i : fotón testigo o líder. Cuando el fenómeno SPDC se lleva a cabo, los parámetros de incidencia están correlacionados con los parámetros de salida. Esto, refiriéndonos al espacio y a la frecuencia (Martínez, 2010; Vitali, 2007). Estas ecuaciones de conservación son conocidas como empatamiento de fase (Mata-Méndez, 1992). La Figura 4 muestra los resultados obtenidos empleando el simulador para la selección de cristales no lineales (SNLO), donde se presenta el caso particular del estudio de la coincidencia de fase no crítica en un cristal LBO y su desempeño.

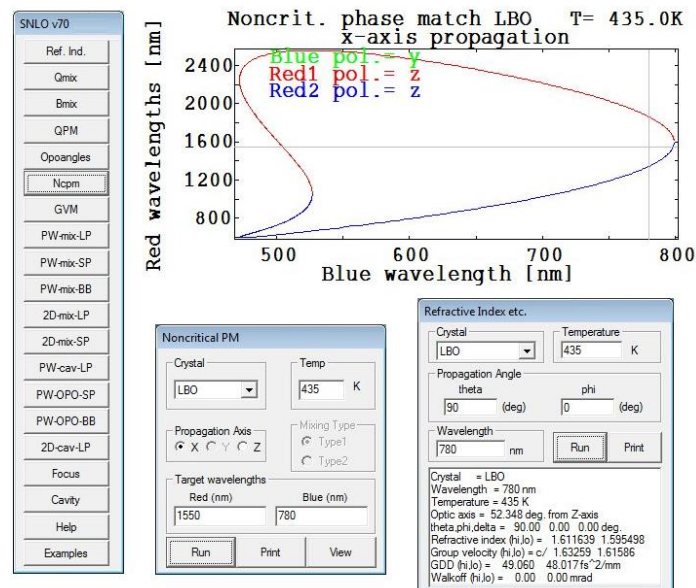


Figura 4. Caracterización del LBO_3 con SNLO.

Según los datos obtenidos para la generación de fotones entrelazados en un cristal LBO monoaxial, se tiene que el haz pulsado tiene dirección de propagación paralela al eje “y”. Los ángulos de propagación de la señal y del seguidor son de 90° y 0° con respecto al eje “z” respectivamente. La birrefringencia tiene índices de refracción de 1.611 y de 1.595. La polarización es lineal en “z” para ambos fotones, con longitudes de onda de $[\lambda=1550 \text{ nm}]$ y $[\lambda=780 \text{ nm}]$, señal y seguidor a una temperatura de $[T=435 \text{ K}]$.

En el proceso SPDC tipo I, dentro de un cristal birrefringente con un sólo eje óptico es importante que se garantice la indistinguibilidad entre los sendos pares de fotones correspondientes a cada refracción. Es decir que, para cada evento SPDC-I y para cada par de fotones correlacionados producidos, se tenga un 50% de probabilidad de corresponder a una u otra refracción del cristal (Yang, 2016). Con lo cual, se produce un estado entrelazado que se puede expresar en forma general como:

$$|\Psi(A, B) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H_A H_B \rangle + e^{i\varphi} |V_A V_B \rangle) \neq |\psi(A) \rangle \otimes |\psi(B) \rangle. \quad (15)$$

Luego para un proceso de SPDC del tipo II, los dos fotones entrelazados emergen sobre la superficie produciendo dos conos coaxiales y con polarizaciones opuestas. De forma que el par de fotones correspondientes a los puntos de intersección de las dos superficies salen entrelazados, ya que pueden presentar cualquiera de las dos polarizaciones (horizontal H o vertical V) con igual probabilidad. Por lo que el estado correspondiente a este par entrelazado se puede expresar como:

$$|\Psi(A, B) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H_A V_B \rangle + e^{i\varphi} |V_A H_B \rangle) \neq |\psi(A) \rangle \otimes |\psi(B) \rangle, \quad (16)$$

donde Ψ es una fase óptica que puede ajustarse apropiadamente usando los dispositivos que desplazan la fase.

Eligiendo los valores de coincidencia apropiados se consigue que el par entrelazado producido corresponda con uno de los estados de la denominada base de Bell. Colocando en las ecuaciones (15) y (16) los valores de $\Psi=0$ y $\Psi=\pi$ se tiene que el par entrelazado creado asuma correspondencia con uno de los estados de la denominada base de Bell, integrada por los cuatro vectores base conocidos como los 4 estados de Bell y que además son mutuamente ortogonales

$$|\Psi^\pm; (A, B) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H_A V_B \rangle \pm |V_A H_B \rangle) \neq |\psi(A) \rangle \otimes |\psi(B) \rangle \quad (17)$$

$$|\Phi^\pm; (A, B) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H_A H_B \rangle \pm |V_A V_B \rangle) \neq |\phi(A) \rangle \otimes |\phi(B) \rangle \quad (18)$$

Una de las mayores dificultades que surge en la experimentación donde se requiera la creación de fotones bajo el proceso SPDC está en seleccionar pares de fotones entrelazados y poder distinguir esta señal del ruido de fondo. Esto debido a las coincidencias accidentales. Como se sabe, la eficiencia de conversión en este proceso es muy baja (del orden de 10^{-10} a las frecuencias de interés). Es fundamental para el

éxito del experimento prelinear los detectores y los componentes ópticos como lentes, retardadores, polarizadores y diafragmas (SPDC, 2015; Aspect, 1981; Vicent, 2008).

2.1 Generalidades SPDC

Entre la generalidades de la SPDC está el estudio de la óptica cuántica no lineal para la densidad de energía $\check{D} = \check{E}$ que puede expresarse como:

$$\overline{D} = \overline{E} + \frac{1}{4\pi} \overline{p}_r \quad (19)$$

donde $\overline{p}_r$ es una expansión sobre las susceptibilidades $\chi_{r,l,t}$ de la fuente de fotones (cristal), de la forma:

$$\overline{p}_r = \sum_l \chi_{r,l}^{(1)} \overline{E}_l + \sum_l \chi_{r,l,t}^{(2)} \overline{E}_l \overline{E}_l + \dots \quad (20)$$

Así, podemos describir el Hamiltoniano del sistema que involucra SPDC para el campo electromagnético estructurado, enfocándonos en la evolución del estado inicial que corresponde a un estado coherente para el modo pulsado κ_p con otro modo no ocupado $|0; \alpha_{\kappa_p}\rangle$, así:

$$\hat{H}_{SPDC} |0, \alpha_{\kappa_p}\rangle = \frac{1}{2} \sum_{r,l,t} \int d^3r \chi_{r,l,t}^{(2)} \hat{E}_r^{(+)} \hat{E}_l^{(+)} \hat{E}_t^{(-)} |0, \alpha_{\kappa_p}\rangle, \quad (21)$$

En esta ecuación se puede apreciar la no linealidad en la susceptibilidad $\chi_{r,l,t}^{(2)}$ que produce la birrefringencia (Jáuregui, 2015 y 2016) .

Ahora describamos la relevancia que tiene el fenómeno SPDC en el experimento que realizamos.

Primero, dos fotones exhiben estados de entrelazamiento aleatorios en el discreto y continuo parcialmente codificadas en las funciones modo de los fotones. El entrelazamiento espacial es la base de protocolos imagen cuánticos, así como de sus polarizaciones que definen las relaciones fundamentales. El momento angular orbital de la luz proporciona los cubits, con esto se puede obtener la caracterización de los estados de dos fotones. (Jerónimo, 2014).

Si se hace el análisis sobre las componentes de los planos TE y TM puede establecerse la diferencia entre haces escalares y haces vectoriales. Lo mismo se tiene para la generación experimental de modos vectoriales (TE y TM) en modos de espacio libre, que se dan por:

$$E(r, t) = \frac{1}{2} \sum_k \int d\omega S(\omega) \int d^3k e^{i(k \cdot r - \omega t)} \left[E_k^{S_1}(k_x, k_y; \omega) \delta(k_z - K_z^{S_1}) + E_k^{S_2}(k_x, k_y; \omega) \delta(k_z - K_z^{S_2}) \right]. \quad (21)$$

En el caso de los modos se tiene:

$$\begin{aligned} E_k^{TE}(k_x, k_y; \omega) &= \varepsilon^{TE} \left[\hat{k} \times \hat{a} \right] \Psi_k^{TE}(k_x, k_y) \\ E_k^{TM}(k_x, k_y; \omega) &= \varepsilon^{TM} \left[\hat{k}(\hat{a} \cdot \hat{k}) - \hat{a} \right] \Psi_k^{TM}(k_x, k_y). \end{aligned} \quad (22)$$

donde $\hat{a}$ es un vector unitario en la dirección del eje de simetría del cristal birrefringente. Para el caso de sus componentes se puede obtener

$$\begin{aligned} E_k^1(k_1, k_2; \omega) &= \varepsilon^{(1)} \left[\hat{a}_1 - \frac{k \cdot \hat{a}_1}{k \cdot \hat{a}_3} \hat{a}_3 \right] \Psi_k^1(k_1, k_2) \\ E_k^2(k_1, k_2; \omega) &= \varepsilon^{(2)} \left[\hat{a}_2 - \frac{k \cdot \hat{a}_2}{k \cdot \hat{a}_3} \hat{a}_3 \right] \Psi_k^2(k_1, k_2). \end{aligned} \quad (23)$$

Y en el caso de ondas planas

$$\Psi_k^S(k_x, k_y) = \varepsilon \delta(k_x - K_x^0) + \varepsilon \delta(k_y - K_y^0). \quad (24)$$

3. Experiencias con fuentes convencionales.

3.1 Análisis de datos obtenidos de una fuente cuántica de fotones entrelazados convencional.

Cuando se tenga la fuente generadora de fotones entrelazados con base en películas delgadas, una fuente láser de alta potencia, una fuente generadora de fotones

entrelazados y guías de onda acopladas, habrá que realizar el mismo análisis que se tiene con una fuente convencional de fotones entrelazados usando un cristal birrefringente BBo (Vashahri, 2017).

A continuación, mostramos los resultados obtenidos usando un cristal BBo.

Una fuente generadora de fotones mediante el fenómeno SPDC tiene que obedecer algunas leyes de la óptica cuántica; el perfil del haz debe cumplir con una estadística de registros en el tiempo y los fotones entrelazados deben seguir una distribución normal estandarizada.

En esta subsección se presentan algunos resultados de experimentos del comportamiento de los fotones entrelazados. Luego se obtiene una secuencia binaria aleatoria a partir de la distribución de la información cuántica. Dado el fenómeno SPDC se generan los números aleatorios: Coincidencias de fotones con las mismas características, según el protocolo de comunicación BB84 (Bennett,1984), necesarios para crear la distribución cuántica de claves.

3.2 Estadística para el comportamiento temporal de los registros del fenómeno SPDC

Para producir el fenómeno SPDC se hace incidir una fuente de luz pulsada del orden de $\nu=1$ MHz (Pulse Repetition Frequency) sobre un cristal. El haz de incidencia se divide en dos conos de haces llamados señal y seguidor o testigo, Figura (5), que son vistas frontales de la Figura (3). Dependiendo de si el cristal es monoaxial o bi-axial los fenómenos son del tipo I (HH o VV) o del tipo II (HV o VH). El fenómeno se produce debido a que los átomos del cristal se excitan con la luz pulsada incidente pasando de su estado base en un estado con energía $\hbar\omega_p$. Donde $\hbar\omega_p$ es la energía del haz incidente. Cuando el átomo está en el nivel excitado, decae al estado base directamente y emite un haz de energía $\hbar\omega_s$ pasando por un estado inestable de energía $\hbar\omega_i$. Luego se emite un haz señal, de energía $\hbar\omega_s$ y el haz testigo de energía $\hbar\omega_i$. La instantaneidad del proceso hace que el haz testigo y el haz señal se emitan al mismo tiempo. Dada la naturaleza de los haces emitidos, estos deben cumplir con,

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i \quad (25)$$

$$\hbar k_p = \hbar k_s + \hbar k_i. \quad (26)$$

Las ecuaciones anteriores condicionan el empate de fases. Constituyen la condición para que los haces señal y testigo sean conjugados, lo cual se produce en lados opuestos. Figura (5).

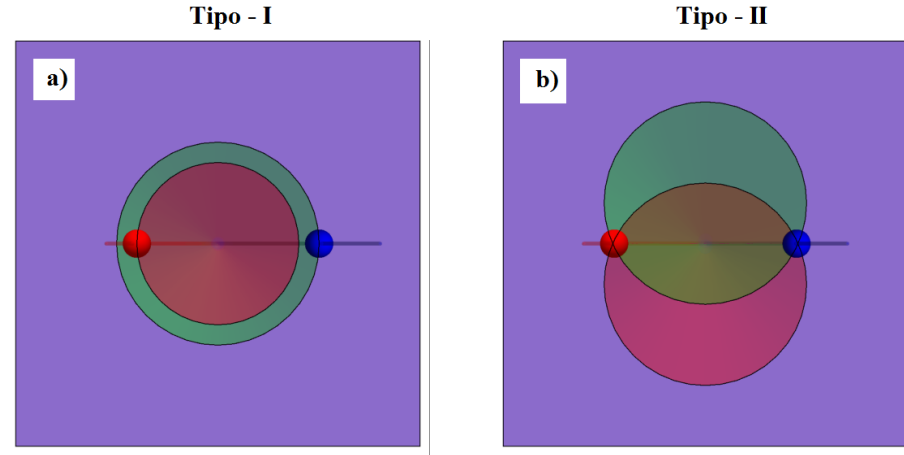


Figura 5. Fenómenos SPDC a) Tipo I y b) Tipo II que producen fotones entrelazados, horizontales y verticales respectivamente.

Usando un cristal tipo I para producir el fenómeno de conversión paramétrica descendente y un láser de luz violeta $\lambda=405$ nm con $P=100$ mW de potencia regulada, se obtiene un par de haces doblados de luz infrarroja $\lambda=810$ nm. Uno de estos haces se pasa por un divisor de haz 50:50. Se colocan los detectores APD (Amplification Photon Detector) para el haz transmitido y reflejado, procesando los registros en un circuito de coincidencias con resolución desde $\tau_0 = 10$ ns hasta $\tau_0 = 2.5$ μ s.

Se estudia su estadística temporal, sin considerar la señal del fotón testigo y posteriormente se compara con las mediciones realizadas considerando al fotón testigo. En el primer caso los fotones se comportaron como una fuente térmica y para el segundo caso como una fuente cuántica. Se realizaron mediciones, con y sin los fotones testigo, para calcular la función de correlación de segundo orden para varios valores de intensidad del haz pulsado y comparar los resultados. La figura (6) muestra la colocación de los APD.

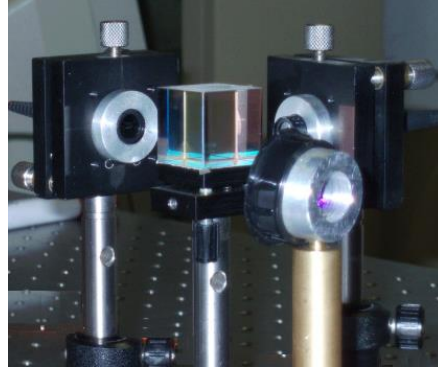


Figura 6. Montaje experimental de los APD en el fenómeno SPDC tipo II

Tipos de fuentes de luz.

Térmica: Los fotones en este caso aparecen en grupos de diversos tamaños, su distribución de probabilidad es

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{1 + \bar{n}^{n+1}} \quad (26)$$

Coherente: Los fotones aparecen en grupos que guardan una relación de fase constante, su distribución de probabilidad es

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}} \quad (27)$$

Cuántica: Se caracteriza por producir fotones individuales.

Función de correlación de segundo orden

Es una medida de la probabilidad para que un fotón sea detectado al tiempo t , y cualquier otro se detecte al tiempo $t + \tau$. Esta función de correlación se puede escribir como

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t + \tau) \rangle^2}{\langle I(t) \rangle^2} \quad (28)$$

La probabilidad de detección de fotones se relaciona con la irradiancia, también se puede escribir como

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{C_{TR}}{N_T N_R} \frac{T}{\tau} \quad (29)$$

donde C_{TR} : número de coincidencias en los detectores del haz transmitido y del reflejado. T : tiempo de duración de la medición, N_T y N_R : número de fotones registrados en los detectores del haz transmitido y el reflejado, τ : pequeño intervalo de tiempo para considerar las coincidencias.

3.2.1 Desarrollo Experimental

Se colocaron dos detectores a la salida del divisor, uno para el haz reflejado y otro para el transmitido, APD1 y APD2 de la Figura (7), para ver el comportamiento de los fotones como una fuente térmica. Ambas señales se registran mediante un circuito de coincidencias y se almacenan los datos.

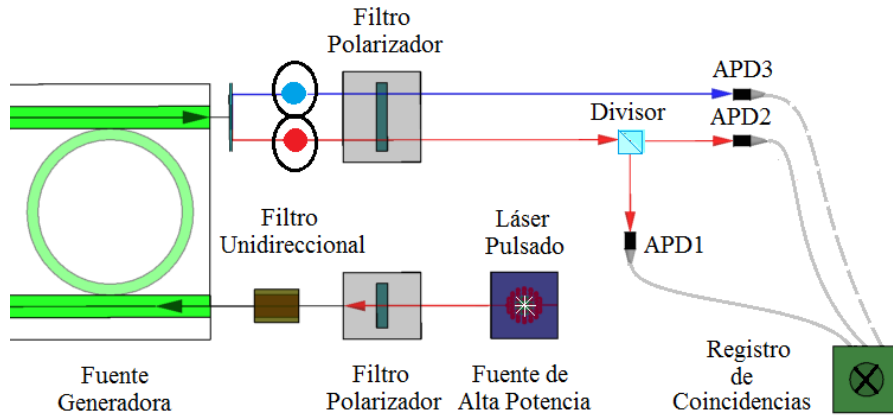


Figura 7. Idealización del montaje experimental para el registro de fotones usando una fuente térmica.

Ahora se registra el número de fotones en cada detector para un intervalo de tiempo y también las coincidencias entre los detectores. Luego se calcula la función de correlación de segundo orden según la ecuación (29). Siguiendo el mismo procedimiento se tomaron los registros para tres distintas intensidades del haz [10, 25,

100 mW]. Los resultados se muestran en las gráficas de los tiempos de coincidencias contra la función de correlación de segundo orden (τ vs $g^{(2)}$) de la Figura (8). Los comportamientos de las fuentes térmica y cuántica se pueden observar en la misma figura en los incisos a) y b) respectivamente.

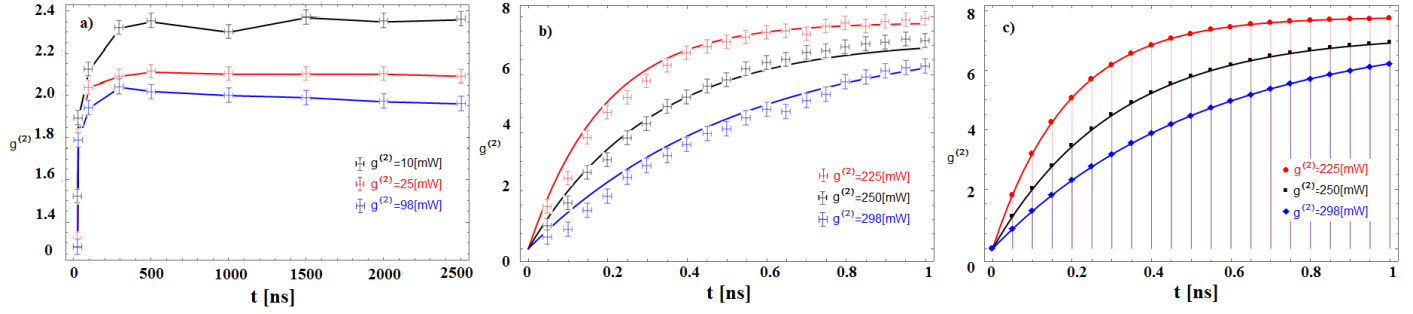


Figura 8. Configuración espacial SPDC a) experimental fuente térmica, b) experimental fuente cuántica y c) teórica fuente cuántica de los fotones entrelazados, usando los parámetros de ajuste teórico exponencial.

Cuando se toma en cuenta los registros del APD1 y APD3 de la Figura (6) en el circuito de coincidencias (es decir se miden ahora los registros del haz señal y el haz testigo del fenómeno SPDC, luego si las intensidades del haz pulsado son de [225, 250, 300 mW] para el caso del registro de fotones entrelazados) los resultados obedecen al comportamiento de una fuente cuántica. Figura (8b) y (8c).

3.3 Polarización de los fotones entrelazados

Dado el fenómeno SPDC ahora se estudia el comportamiento de la luz al interactuar con un filtro polarizador, desde el punto de vista cuántico, con el objeto de realizar la medición y/o conteo fotón por fotón.

Se produjeron pares de fotones registrando solamente los conteos de coincidencias cuando estos llegaban a los detectores con una diferencia de tiempo menor a $\tau_0=30$ ns. Con lo cual se obtuvo que el fenómeno producido obedece la ley de Malus, ya que los

fotones que pasan a través del filtro polarizador son $N_0 \cos(\theta^2)$, donde N_0 es el número de fotones y la probabilidad de que pasen los fotones se miden por $\cos(\theta^2)$.

El campo eléctrico oscila en todas las direcciones normales a la dirección de propagación de la onda pero, en el caso de la luz polarizada, el campo eléctrico oscila solo en un plano (denominado plano de polarización) y este es perpendicular a la dirección de propagación de la onda. La luz polarizada se escribe:

$$\vec{e}_p = \cos(\theta) \vec{e}_x + \sin(\theta) \vec{e}_y, \quad (30)$$

En este caso θ es el ángulo entre $\vec{e}_x$ y $\vec{e}_y$, luego estudiando la intensidad de la luz que atraviesa un filtro polarizador perfecto obtenemos que:

$$I = I_0 \cos(\theta)^2 \quad (31)$$

Donde la intensidad I es conocida como la Ley de Malus clásica.

Sin embargo lo que se quiere estudiar es el fenómeno cuántico SPDC, entonces es necesario que la intensidad de luz sea tan pequeña que se pueda contabilizar fotón por fotón el número de los mismos que pasa a través del filtro polarizador.

En el caso clásico, sucede que una parte de la luz pasa y la otra no. Pero al incidir fotones, estos pasan o no pasan a través del polarizador. Si el filtro polarizador está colocado en forma horizontal entonces sólo los fotones que tengan polarización horizontal tendrán un 100% de probabilidad de pasar y los verticales tendrán 0%. Así la relación que tienen los fotones al pasar por el filtro será:

$$N = N_0 \cos(\theta)^2. \quad (32)$$

Por consiguiente la probabilidad que tienen los fotones de no pasar el filtro polarizador será $\sin(\theta^2)$.

3.3.1 Procedimiento Experimental

Cuando se quiere contabilizar en un fenómeno SPDC fotón por fotón es necesario descomponer la luz de un láser pulsado en dos haces; señal y testigo. Por lo que se usa un material birrefringente, es decir un medio de propagación con dos índices de refracción. En donde un haz pulsado doblado resulta con una longitud de onda del

doble después de traspasar el material birrefringente. Esto es debido a que este material tiene una órbita inestable justo entre dos de sus órbitas estables. Entonces sus electrones se excitan y pueden decaer produciendo fotones de $\lambda = 405 \text{ nm}$, o sea iguales a los que los excitaron. O pueden producir fotones con el doble de longitud de onda $\lambda = 810 \text{ nm}$, debido a que sus electrones permanecieron un tiempo $t \cong 5 \text{ ns}$ en la órbita inestable como se ilustra en la Figura (9).

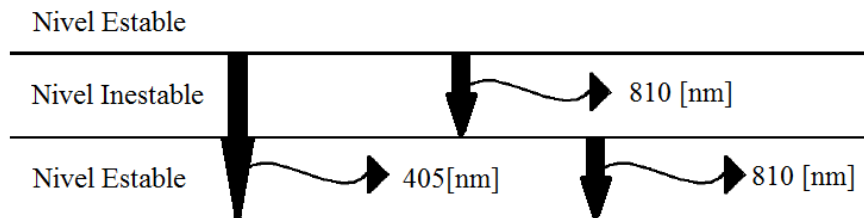


Figura 9. Niveles de energía para la producción de fotones.

El esquema que se produce es un haz de luz pulsado incidente y dos haces de fotones separados, a unos 5° respecto al eje de láser según la estructura de los ejes ópticos del material birrefringente. Los haces transmitidos forman dos triángulos isósceles debido a la conservación del momento. Ubicando los haces del haz señal y el haz testigo se puede registrar el número de fotones del haz señal que pasa por un filtro polarizador, colocado entre el material birrefringente y un detector APD1. El otro APD2 es para el haz testigo. Para ello, primero hay que alinear el haz incidente con respecto a los filtros polarizadores. Figura (10).

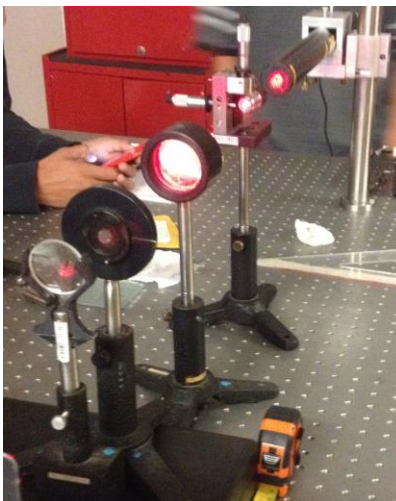


Figura 10. Alineación del haz de luz en el arreglo experimental con filtro polarizador.

Los detectores están conectados a un circuito de coincidencias que registra cada vez que llegan dos fotones (hasta con una diferencia de $t=30$ ns). Cada conteo se produce cuando dos fotones fueron producidos por el decaimiento del mismo fotón. El paso siguiente es colocar una lámina que rota la polarización de los fotones y luego se coloca el filtro polarizador para que solamente puedan pasar los electrones con polaridad horizontal o con polaridad vertical.

Sobre el diagrama del experimento mostrado en la Figura (11) se puede mencionar que la mayoría de los fotones producidos por el láser estarán verticalmente polarizados y que al pasar la fuente generadora cambiarán su polarización a horizontalmente polarizados.

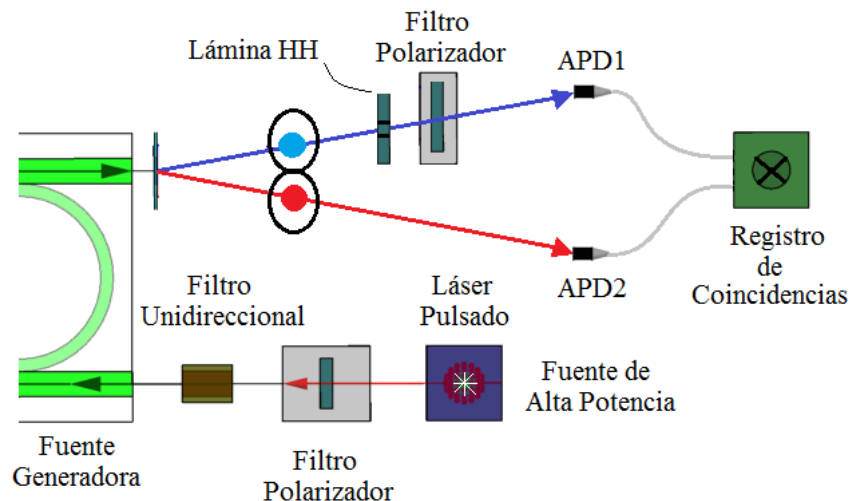


Figura 11. Idealización del arreglo experimental del fenómeno SPDC con filtro polarizador, para comprobar la ley de Malus cuántica.



Figura 12. Arreglo experimental con filtro polarizador en el haz testigo.

Primero se miden las coincidencias. En un primer caso solo los fotones que llegan con polarización horizontal, por lo que se coloca frente al APD1 el filtro

polarizador en estado horizontal. Se contabiliza el número de coincidencias en un tiempo $t=1$ s y se repite el experimento 500 veces.

Los resultados de la contabilización de fotones en coincidencia por número de eventos se ilustran en la Figura (13).

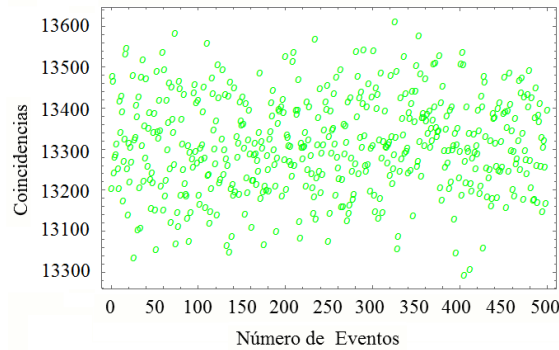


Figura 13. Contabilización de coincidencias de fotones entrelazados para el filtro polarizador en posición horizontal por número de eventos.

Se tiene un número de coincidencias para cada una de las muestras (con un promedio de 13347 coincidencias para cada experimento).

Luego se coloca la lámina de media onda antes del filtro polarizador, con precaución para no modificar la polarización de los fotones. Con esta configuración, se mide 5 veces las coincidencias y se modifica el ángulo de polarización de los fotones a 8° . Se repiten 5 veces las mediciones de las coincidencias. Esta modificación se hace hasta volver a tener polarización horizontal. Los resultados experimentales y teóricos se muestran en la Figura (14). En ella se muestran los estados con el filtro horizontal y vertical.

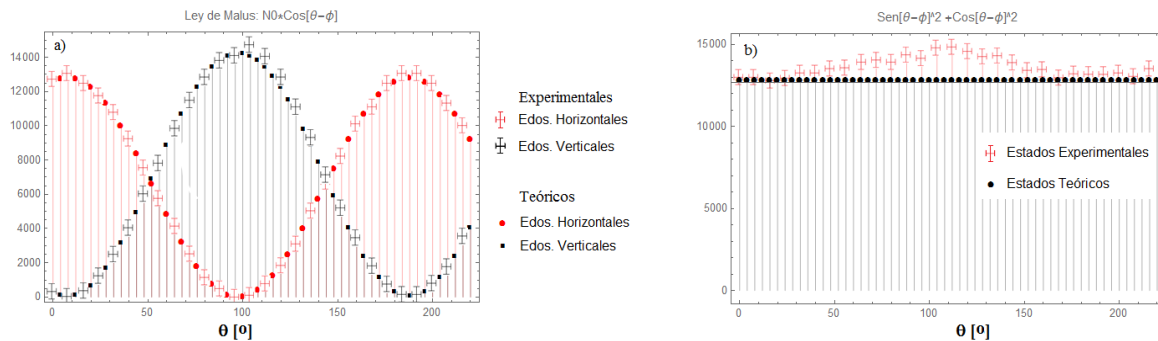


Figura 14. Ley de Malus para el fenómeno SPDC a) experimental-teórica, número de muestras contra el ángulo medido. y b) suma cuadrática de las gráficas.

En ambos experimentos la lámina de media onda no coincidió con 0° para el caso horizontal y 90° para el caso vertical con el filtro polarizador. Por lo tanto se puede hacer el ajuste mediante la expresión

$$N = N_0 \cos(\theta + \phi)^2, \quad (33)$$

y el ángulo de ajuste fue de $\pi/8^\circ$ para ambas polarizaciones. El experimento se puede llevar a cabo sin tomar en cuenta las coincidencias. Solamente contabilizando los fotones que atraviesan el filtro polarizador. Por otro lado, se muestran los cuadrados de los resultados horizontales y verticales en la Figura (14b).

3.4 Distribución de los fotones entrelazados usando un cristal BBo

Dentro de la descripción de la óptica cuántica, la probabilidad de detectar fotones en un haz está dada por la distribución de Poisson, $P(n) = (\bar{n}/n!) \exp^{-\bar{n}}$, donde n es el número de fotones registrados en un contador.

Siendo Δn la desviación estándar, la probabilidad de fotones induce la siguiente clasificación:

Probabilidad sub-Poissoniana: $\Delta n < \sqrt{\bar{n}}$

Probabilidad Poissoniana: $\Delta n = \sqrt{\bar{n}}$

Probabilidad super-Poissoniana: $\Delta n > \sqrt{\bar{n}}$

Este tipo de distribuciones se ilustran en la figura (15) para $\bar{n}$.

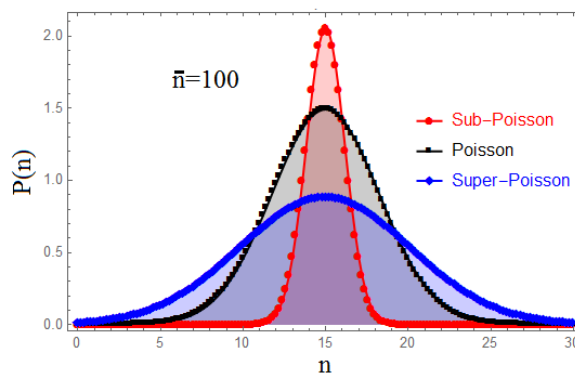


Figura 15. Distribución de probabilidad discreta de Poisson.

El objetivo del experimento es conocer la distribución de un haz producido por el fenómeno SPDC y determinar su clasificación.

3.4.1 Desarrollo experimental

El diseño del experimento es similar al de la Figura (12), donde el detector se encuentra en el camino del haz señal y el detector APD2 registra los fotones del haz testigo. El experimento consiste en un láser pulsado de intensidad variable de $\lambda=405$ nm y un generador de fotones entrelazados, que divide al haz de pulsado en el haz señal y el haz testigo.

Se busca la ubicación espacial del haz señal, colocando un detector APD1 frente al generador de fotones entrelazados, y se comienza a desplazar hacia un lado en pasos de $s=1$ cm. El cono testigo está dentro del cono señal.

Al encontrar al primer máximo en el conteo de fotones se ubica al haz testigo y al buscar el segundo máximo se ubica al haz señal.

Este procedimiento hace que la ubicación sea poco precisa para el haz señal, entonces se desplaza el detector APD1, pero ahora con pasos de $s=1$ mm.

Luego se repite el procedimiento en pasos de $s=200$ μm . Las intensidades del láser pulsado para el experimento se fijaron en $I=100$ mW, $I=50$ mW y $I=25$ mW.

La Figura (16) muestra los resultados experimentales obtenidos en el inciso a), los ajustes teóricos a formas gaussianas con desplazamientos (off-set) en el inciso b) y la distribución espectral de los resultados en el inciso c).

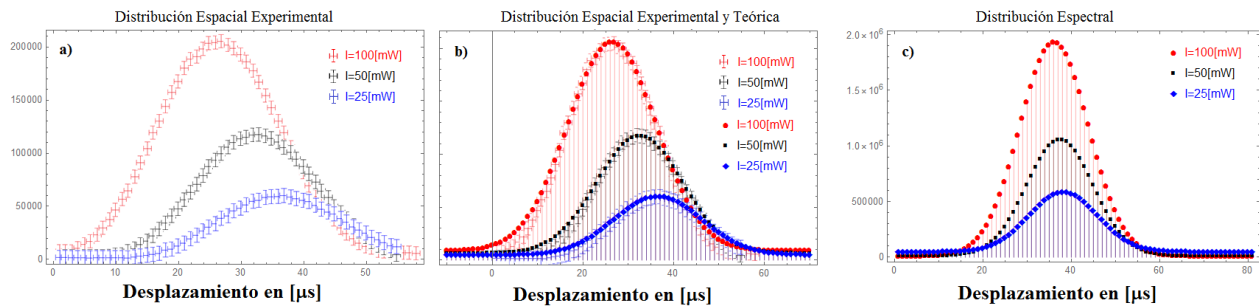


Figura 16. Fotones registrados bajo el fenómeno SPDC en el haz señal, muestran una distribución de Poisson. a) Experimental-espacial, b) experimental-teórica-espacial y c) teórica-espectral de los fotones. Todas las gráficas indican número de muestras contra desplazamiento.

Los modelos analíticos a partir del ajuste de distribuciones gaussianas de los datos experimentales son

$$F(x) = y_0 + \frac{\sqrt{\frac{2}{\pi}} A w_0 e^{-\frac{2(x-x_c)^2}{w^2}}}{w} \quad (34)$$

$$F(\omega) = y_0 + \frac{A w_0 e^{-\frac{(\omega-x_c)^2}{8w^2}}}{\sqrt{2\pi}} \quad (35)$$

Cuando se realiza el experimento para al haz testigo debido a la condición de empate o coincidencia de fases, los resultados serían similares.

4. Diseño del prototipo para el entrelazamiento de fotones

La propuesta es realizar una fuente generadora de fotones entrelazados con películas dieléctricas antisimétricas (diodo-rectificador) para la obtención del fenómeno SPDC (Padrón, 2019-2020). La Figura 17 muestra la integración del sistema con elementos para la generación y detección de fotones entrelazados, la cual también se puede obtener por indistinguibilidad de caminos en el dispositivo. Se tiene como primer elemento la luz de un láser pulsado (o bombeado) que pasa a través de un filtro de polarización que puede estar antes o después de la fuente generadora de fotones entrelazados (construida por películas delgadas dieléctricas antirreflejantes). Luego entra al elemento de guías de onda que acoplan y transportan las partículas en un arreglo de micro anillos para el acoplamiento de modos.

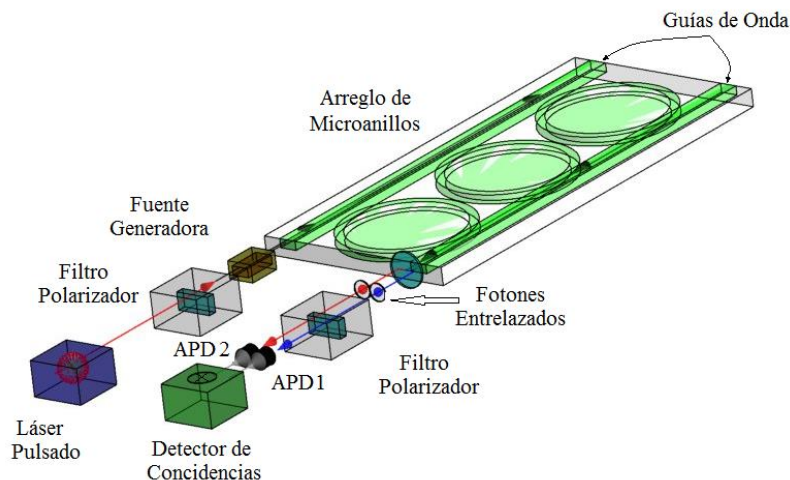


Figura 17. Prototipo de la fuente generadora de fotones entrelazados. El arreglo de microanillos está escalado para ver las posibles trayectorias de los fotones.

Este sistema permite la repetición de modos de la entrada hacia la salida. Al final de este arreglo se tienen los fotones entrelazados, que se dirigen hacia otro filtro polarizador para verificar su estado. Esto, para que puedan ser detectados en los elementos de amplificación de partículas del circuito de coincidencias.

En el sistema puede haber un elemento modulador de fase antes de llegar a los APD del circuito de coincidencias para el fotón señal y el fotón testigo, para mejorar la eficiencia.

Se han presentado los experimentos clásicos que se hacen con una fuente de fotones entrelazados, mediante cristales birrefringentes (Pedrotti, 1993; Saleh, 1991, Steck, 2006). En particular, se hicieron los experimentos usando un cristal BBo para la estadística temporal de los fotones (registrados en un sistema de coincidencias), la polarización de fotones entrelazados y la distribución de los fotones entrelazados. Con este tipo de fuentes se puede realizar la generación de números aleatorios y también la distribución de la información cuántica en el protocolo BB84.

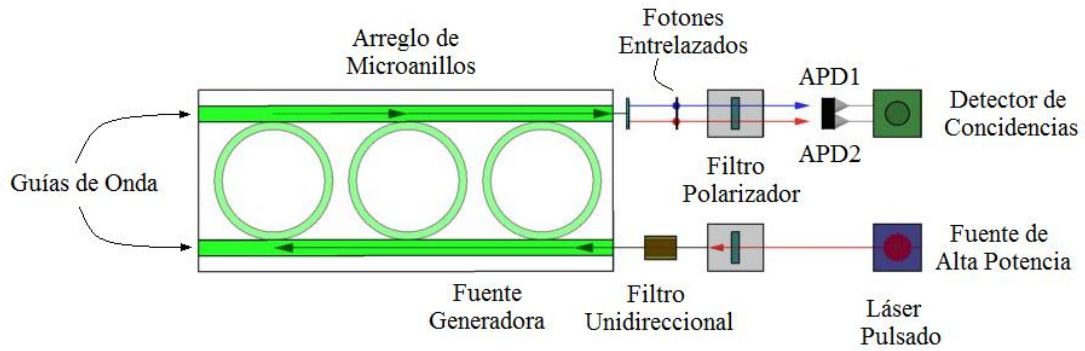


Figura 18. Ilustración de la vista en planta del prototipo idealizado para la fuente cuántica de fotones entrelazados. El arreglo de microanillos está escalado para ver las posibles trayectorias de los fotones.

La Figura (18) muestra una vista del sistema idealizado del prototipo generador de fotones entrelazados, que polariza las partículas para codificar información binaria que conformará la secuencia aleatoria para distribución de claves cuánticas. Para los experimentos se sustituyó al cristal BBo por la fuente generadora de fotones entrelazados y en algunos casos se muestran fotografías del experimento con el cristal BBo.

4.1 Procedimiento para la integración en la carga útil de un satélite pequeño

En esta sección se describe el procedimiento y equipamiento para la integración en un satélite pequeño de órbita baja. De acuerdo a las experiencias en otras misiones similares (Mendoza, 2020, Yin J. et al, 2017,a y b).

Primero se tiene la carga útil del satélite que contendrá el dispositivo experimental (sin partes móviles que deberá estar controlado por el procesador general del satélite) junto con el equipo teletransportador en vuelo de los fotones entrelazados. Las estaciones terrestres receptoras tendrán los detectores adecuados para captar o capturar los fotones transmitidos desde el satélite.

Los equipos de rastreo y posicionamiento en tierra para los telescopios son partes importantes para la distribución de claves cuánticas. Igualmente son esenciales los ajustes, correcciones y compensaciones de los filtros de polarización para las bases con que se envían y reciben los fotones (tanto en órbita como en tierra). Hay que tomar en cuenta los problemas de divergencia en campo lejano del fenómeno a producir en los transmisores. Es decir, se debe prevenir que el ángulo entre los haces señal y testigo varíe y por lo tanto el mismo tiene que estar ajustado.

La sincronización de los eventos es necesaria para la captura de las coincidencias y características de las mediciones. Otra precaución que debe tomarse es la atenuación de las señales por el medio de propagación. Con la distancia puede haber interferencias en la línea de vista hacia las estaciones en Tierra.

La Figura 19 ilustra un diagrama de distribución de claves cuánticas secretas desde un satélite hasta las estaciones terrestres. El segmento espacio de la misión satelital deberá estar integrado por dos bloques principales: plataforma y carga útil. La plataforma estará basada en el bus comercial IOS “Old Standard Cubesat”, mientras que el módulo será de carga útil o “payload”.

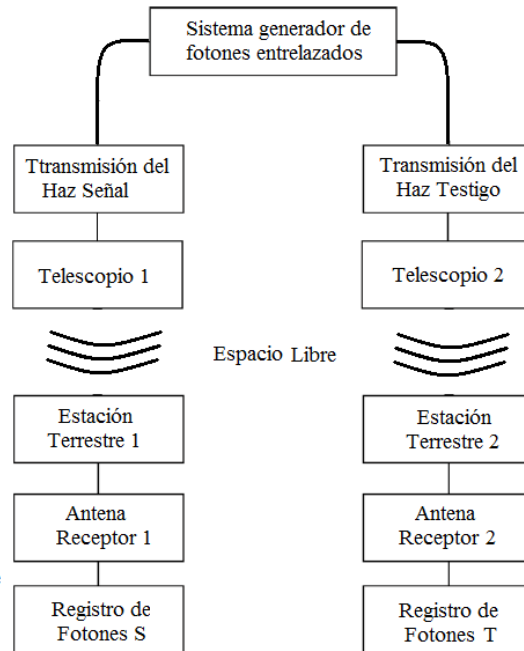


Figura 19. Diagrama de distribución de claves cuánticas secretas desde un satélite hasta las estaciones terrestres.

Estará basado en el sistema de distribución de claves cuánticas con tres módulos principales: módulo de generación de fotones entrelazados, módulo transmisor del haz señal y el módulo transmisor del haz testigo y accesorios fijos experimentales (Yin et al, 2017, a y b).

Se han realizado vuelos en parapentes, globos sub-orbitales, para experimentar la resistencia de las estructuras y se han realizado algunas mediciones de temperatura, presión.

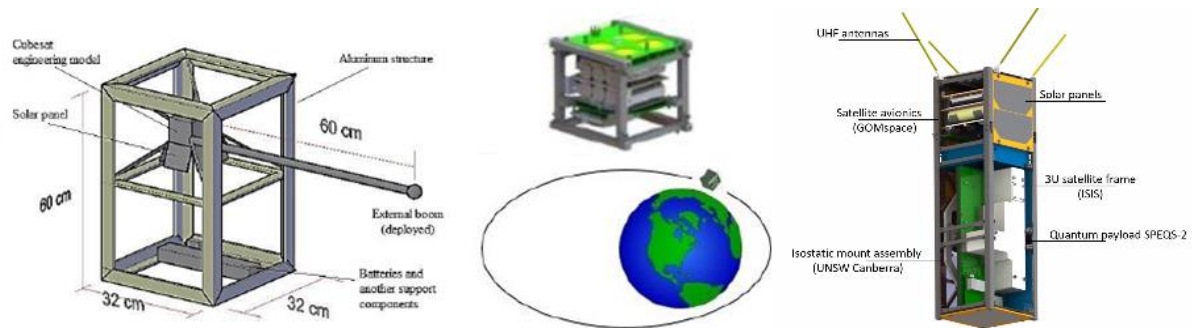


Figura 20. Estándares de CubeSat de una, dos y tres unidades.

5. Comentario Final

Los experimentos con sistemas ópticos con fenómenos de birrefringencia se analizan mediante la Óptica no Lineal, debido a los valores de la susceptibilidad que son mayores a segundo orden. Muchos de estos trabajos están relacionados con la búsqueda de los armónicos de segundo orden en diferentes sistemas para su análisis y estudio. En particular, al Grupo Académico de Modelado y Simulación de Procesos le son de interés las fuentes de fotones entrelazados por sus aplicaciones a comunicaciones ópticas en la Banda C, aplicaciones a largas distancias y en la distribución de información cuántica dentro de un protocolo de comunicación para el intercambio de claves usadas en algoritmos de Criptografía.

Conclusiones

Se han mostrado algunos experimentos como consecuencia del fenómeno de conversión paramétrica descendente, al propagar un láser pulsado sobre la fuente. Uno de los resultados generados muestra la creación de números aleatorios que puede ser empleado en el protocolo de distribución de información cuántica para generar claves secretas, como en el protocolo BB84 (Bennet, 1984).

Al final de los resultados se propone un prototipo de fuente y un procedimiento para la integración del sistema en la carga útil de un satélite pequeño de órbita baja.

En los experimentos mostrados la sección (3.2), al registrar los fotones producidos mediante el fenómeno SPDC en un cristal BBo, se analizó su función de correlación de segundo orden y su valor indica que, al no considerar la señal del fotón testigo, el comportamiento de la fuente es térmica.

Por otro lado, cuando se toma la señal del fotón testigo, la fuente se comporta cuánticamente.

Analizando los resultados de la sección (3.3) se puede comprobar la Ley de Malus. Además se puede mencionar que la dinámica de los fotones coincide con la teoría, ya que se obtuvo que las probabilidades de que los fotones fuesen verticales u horizontales, en todos los casos, suman uno.

Con esto podemos concluir que la base de los eigenestados de los fotones es completa y solo consta de la mitad de la probabilidad.

En la distribución de probabilidad experimental de la sección (3.4), los fotones entrelazados, ya sean en el haz señal o en el haz testigo, son muy similares a las teóricas, manejando la incertidumbre adecuada de los valores experimentales.

De los resultados mostrados se puede decir que, aunque la eficiencia de fuentes generadoras de fotones entrelazados es baja, existen dispositivos que se diseñan con una configuración en cascada de fenómenos SPDC para que el tiempo entre las coincidencias registradas entre los fotones sea menor. Las pruebas de concepto en laboratorio han resultado satisfactorias y se llevarán a la práctica en proyectos futuros a mediano plazo.

Anexo A

Datos experimentales para una Fuente Térmica de Luz, Fig. (8a).

t(ns)	Intensidad de luz en (mW)	Intensidad de luz en (mW)	Intensidad de luz en (mW)
25	1.32	1.52	1.28
30	1.81	1.89	1.79
100	2.04	2.12	1.94
300	2.09	2.32	2.04
500	2.11	2.35	2.02
1000	2.1	2.3	2
1500	2.1	2.37	1.99
2000	2.1	2.35	1.97
2500	2.09	2.36	1.96

Datos experimentales para una Fuente Cuántica de Luz, Fig. (8b).

t(ns)	Intensidad de luz en (mW)	Intensidad de luz en (mW)	Intensidad de luz en (mW)
0.05	0.4	0.75	1.45
0.1	0.65	1.55	2.4
0.15	1.3	2.6	3.8
0.2	1.8	3.05	4.7
0.25	2.45	3.8	5.2
0.3	2.85	4.3	5.75
0.35	3.2	4.9	6.3
0.4	3.6	5.2	6.75
0.45	3.95	5.6	6.95
0.5	4.1	5.8	7.1
0.55	4.5	6.2	7.3
0.6	4.8	6.4	7.45
0.65	4.7	6.5	7.5
0.7	5.1	6.75	7.4
0.75	5.3	6.8	7.65
0.8	5.75	6.95	7.75
0.85	5.9	7.05	7.65
0.9	6.1	7.1	7.8
0.95	6.25	7.2	7.9
1	6.3	7.15	7.95

Datos experimentales para Ley de Malus Cuántica, Fig. (14)

$\theta(^{\circ})$	muestras	muestras
0	12750	250
8	13000	0
16	12500	300
24	11750	1200
32	10750	2500
40	9250	4000
48	7500	6000
56	5750	7800
64	4125	9800
72	2500	11500
80	1125	12800
88	500	13800
96	0	14100
104	100	14700
112	800	14050
120	1800	12800
128	3100	11100
136	5000	9250
144	6750	7100
152	8200	5200
160	10050	3400
168	11125	1800
176	12500	700
184	13000	125
192	13000	130
200	12500	750
208	11300	1750
216	10000	3500

Datos Experimentales para la distribución Gaussiana

Distancia (μm)	Distancia (μm)	Distancia (μm)	Muestras	Muestras	Muestras
8800	4000	5000	7244.97992	1625	1194
8800	5000	5000	7244.97992	2031.25	1194
9000	5000	6000	7409.63855	2031.25	1432.8
12000	4000	6000	9879.51807	1625	1432.8
16000	5000	6000	13172.6908	2031.25	1432.8
21000	5000	7000	17289.1566	2031.25	1671.6
27000	5000	6000	22228.9157	2031.25	1432.8

36000	5000	6000	29638.5542	2031.25	1432.8
45000	6000	6000	37048.1928	2437.5	1432.8
56000	8000	6000	46104.4177	3250	1432.8
69000	11000	6000	56807.2289	4468.75	1432.8
78000	17000	7000	64216.8675	6906.25	1671.6
94000	23000	9000	77389.5582	9343.75	2149.2
110000	32000	11000	90562.249	13000	2626.8
126000	41000	14000	103734.94	16656.25	3343.2
145000	53000	19000	119377.51	21531.25	4537.2
157000	68000	24000	129257.028	27625	5731.2
174000	83000	34000	143253.012	33718.75	8119.2
190000	99000	42000	156425.703	40218.75	10029.6
203000	117000	53000	167128.514	47531.25	12656.4
218000	137000	65000	179477.912	55656.25	15522
228000	154000	80000	187710.843	62562.5	19104
232000	173000	92000	191004.016	70281.25	21969.6
240000	194000	110000	197590.361	78812.5	26268
247000	214000	124000	203353.414	86937.5	29611.2
248000	230000	140000	204176.707	93437.5	33432
249000	244000	159000	205000	99125	37969.2
244000	258000	173000	200883.534	104812.5	41312.4
241000	271000	188000	198413.655	110093.75	44894.4
233000	278000	201000	191827.309	112937.5	47998.8
226000	283000	214000	186064.257	114968.75	51103.2
216000	288000	226000	177831.325	117000	53968.8
202000	287000	234000	166305.221	116593.75	55879.2
187000	285000	243000	153955.823	115781.25	58028.4
173000	279000	246000	142429.719	113343.75	58744.8
157000	270000	248000	129257.028	109687.5	59222.4
145000	259000	250000	119377.51	105218.75	59700
128000	246000	244000	105381.526	99937.5	58267.2
114000	231000	239000	93855.4217	93843.75	57073.2
99000	214000	234000	81506.0241	86937.5	55879.2
84000	197000	227000	69156.6265	80031.25	54207.6
71000	178000	213000	58453.8153	72312.5	50864.4
64000	158000	199000	52690.7631	64187.5	47521.2
54000	142000	187000	44457.8313	57687.5	44655.6
45000	122000	177000	37048.1928	49562.5	42267.6
36000	107000	160000	29638.5542	43468.75	38208
29000	92000	145000	23875.502	37375	34626
23000	77000	129000	18935.743	31281.25	30805.2
18000	63000	115000	14819.2771	25593.75	27462

15000	52000	101000	12349.3976	21125	24118.8
13000	40000	86000	10702.8112	16250	20536.8
10000	31000	75000	8232.93173	12593.75	17910
9000	25000	63000	7409.63855	10156.25	15044.4
8000	18000	52000	6586.34538	7312.5	12417.6
7000	11000	50000	5763.05221	4468.75	11940
7000			5763.05221		
7000			5763.05221		
6000			4939.75904		

Anexo B

Código en Mathematica para leer los datos experimentales y graficarlos de la estadística de ocurrencia temporal para los fotones en el experimento SPDC

```

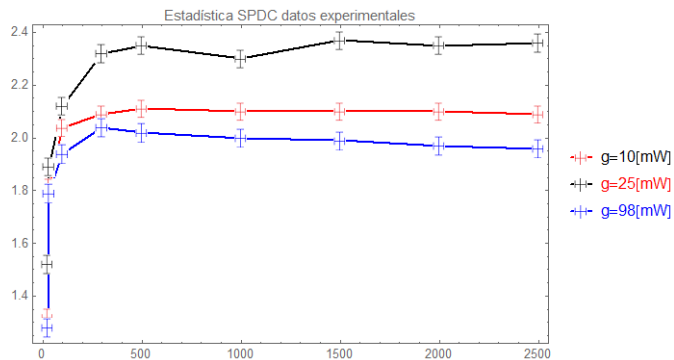
tic=AbsoluteTime[];
SetDirectory[NotebookDirectory[]];
datos=Import["SPDCestfot.csv"];
Dimensions[datos]

```

```

v1=datos[[All,1]];
v2=datos[[All,2]];
v3=datos[[All,3]];
v4=datos[[All,4]];
Dimensions[v1]
vec1=Transpose[{v1, v2}];
vec2=Transpose[{v1, v3}];
vec3=Transpose[{v1, v4}];
Dimensions[vec1]

```



```

graf3=ListPlot[{vec3,vec2,vec1},Frame->True,PlotStyle->{Red,Black,Blue},Joined->False,PlotLegends->Placed[{"g=225[mW]","g=250[mW]","g=298[mW]"},Right],PlotLabel->"Estadística SPDC datos experimentales",PlotRange->All,PlotMarkers->{"+", "+", "+"},ImageSize->450]
toc=AbsoluteTime[]-tic

```

LECTURA DE DATOS EXPERIMENTALES

```

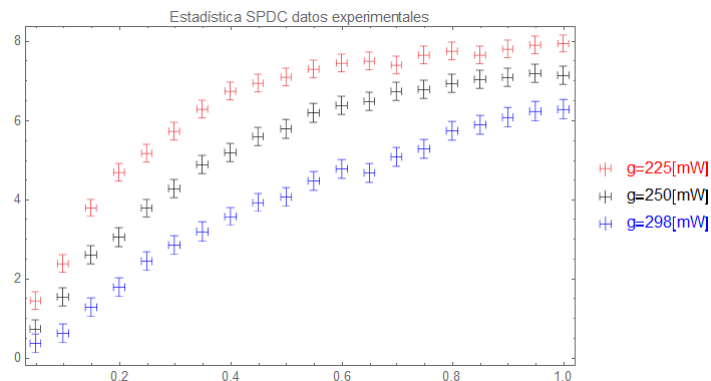
tic=AbsoluteTime[];
SetDirectory[NotebookDirectory[]];
datos=Import["SPDCestfot.csv"];
Dimensions[datos]

```

```

v1=datos[[All,1]];
v2=datos[[All,2]];
v3=datos[[All,3]];
v4=datos[[All,4]];
Dimensions[v1]

```



```
vec1=Transpose[{v1, v2}];
vec2=Transpose[{v1, v3}];
vec3=Transpose[{v1, v4}];
Dimensions[vec1]
```

```
graf3=ListPlot[{vec3,vec2,vec1},Frame->True,PlotStyle-> {Red,Black,Blue},Joined->False, PlotLegends->Placed[{"g=225[mW]","g=250[mW]","g=298[mW]"},Right], PlotLabel->"Estadística SPDC datos experimentales", PlotRange-> All,PlotMarkers->{" $\pm$ "," $\pm$ "," $\pm$ "},ImageSize->450]
toc=AbsoluteTime[]-tic
```

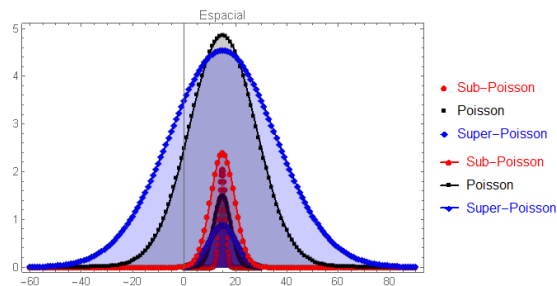
Distribución espacial y espectral de fotones en un experimento SPDC

Constantes

```
P={100,50,25};
A= {4819208.44, 2621973.06,1345350.97};
w0={1.0,1.0,1.0};
w={19.50, 18.83, 19.37};
xc={26.59, 32.65, 36.65};
y0={8770.70,5712.54,4900.86};
```

```
dim=Dimensions[{P,A,w0,w,xc,y0}]
dim1=Dimensions[P]
dim2=Dimensions [P]
dim1[[2]]
lon=Length[w]
```

```
y1=y0+(Sqrt[2/Pi]*(A*w0/w)*( Exp[-2(x-xc)^2/w^2] ))
y2=y0+(A*(w0)*Exp[-(w-xc)^2/(8*w^2)])/(Sqrt[2*Pi])
```



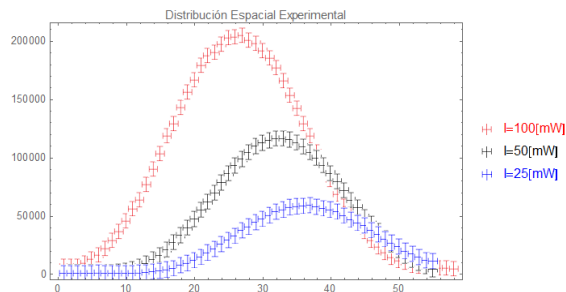
LECTURA DE DATOS EXPERIMENTALES

```
tic=AbsoluteTime[];
```

```
SetDirectory[NotebookDirectory[]];
datos=Import["Gaus.csv"];
Dimensions[datos]
```

```
v1=datos[[All,4]];
v2=datos[[All,5]];
v3=datos[[All,6]];
Dimensions[v1]
vec1=Transpose[{v1}];
Dimensions[v1]
```

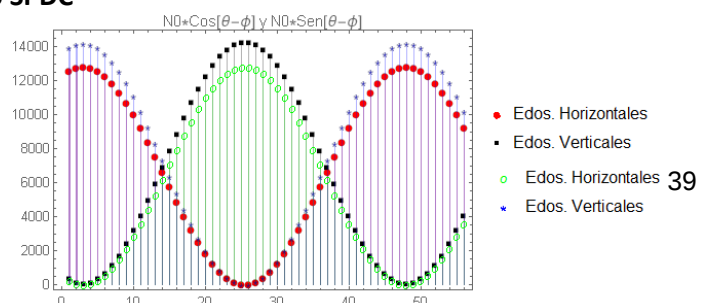
```
g4=ListPlot[{v1,v2,v3},Frame->True,PlotStyle-> {Red,Black,Blue},Joined->False, PlotLegends->Placed[{"I=100[mW]","I=50[mW]","I=25[mW]"},Right], PlotLabel->"Distribución Espacial Experimental",
PlotRange-> All,PlotMarkers->{" $\pm$ "," $\pm$ "," $\pm$ "},ImageSize->450]
toc=AbsoluteTime[]-tic
```



Ley de Malus para fotones en un experimento SPDC

Constantes

```
N0={12800,14200};
w={19.50, 18.83};
```



```
 $\phi=\{8\pi/180,98\pi/180\};$ 
```

```
y1=N0*Cos[ $\theta-\phi$ ]^2
```

```
y2=N0*Sin[ $\theta-\phi$ ]^2
```

LECTURA DE DATOS EXPERIMENTALES

```
tic=AbsoluteTime[];
```

```
SetDirectory[NotebookDirectory []];
```

```
datos=Import["Malus.csv"];
```

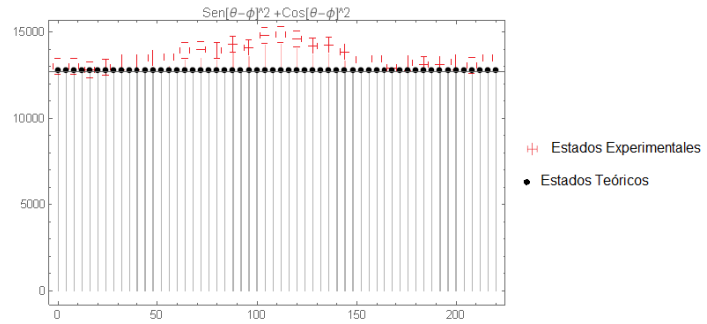
```
Dimensions[datos]
```

```
v0=datos[[All,1]];
```

```
v1=datos[[All,2]];
```

```
v2=datos[[All,3]];
```

```
Dimensions[v1]
```



Referencias Bibliográficas

- Aspect A. (1981), *Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem*, Phys. Rev. Lett. 47, p. 460.
- Bennett C.H. and Brassard G.(1984), "*Quantum cryptography: public key distribution and coin tossing*". *Proc. IEEE ICCSSP*. Theoretical Computer Science. Vol. 560, pp. 175-179.
- Bowen G., Mancini S.(2004), *Quantum channels with a finite memory*. Phys. Rev. A 69, 012306.
- García Alcaine G. (2000). *Enredo cuántico*. Rev. Esp. Fís., ISSN 0213-862X, 14, 1, págs. 17-29.
- Hacyan S. and Jáuregui R. (2009), "*Evolution of optical phase and polarization vortices in birefringent media*". J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 11, 085204, (8pp), doi:10.1088/1464-4258/11/8/085204.
- Howell J. C., Bennink R. S. (2004). "*Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox Using Momentum and Position-Entangled Photons from Spontaneous Parametric Down Conversion*". Phys. Rev. Lett. 92, p.21.
- Jerónimo-Moreno Y., Jáuregui R. (2014), "*On-demand generation of propagation-invariant photons with orbital angular momentum*". Phys. Rev. A 90, 013833. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.90.013833>
- Jáuregui R. (2015). "*Spontaneous parametric down conversion of vectorial beams: helicity effects on the orbital angular momentum of the photon pairs*". Phys. Scr. 90, 068012 (9pp), DOI:10.1088/0031-8949/90/6/068012.
- Jáuregui R., Torres J. P. (2016). "*On the use of structured light in nonlinear optics studies of the symmetry group of a crystal*". Scientific Reports | 6:20906 | DOI: 10.1038/srep20906.

- Khan I. A. and Howell J. C. (2006), "*Experimental demonstration of high two-photon time-energy entanglement*". PHYS. REV.A73, 031801(R).
- Knittl, Z.; (1998). "*Optics of Thin Films*". Ed. John Wiley and Sons.
- Kottos T.; Aceves A. B.; (2016). "*Contemporary Optoelectronics*. Springer Series in Optical Sciences 199, DOI: 10:1007=978 / 94 / 017 / 7315 / 7 / 9
- Kim D. H., Ali S. A., Cafaro C., Mancini S. (2011). "*Information Geometric Modeling of Scattering Induced Quantum Entanglement*". Phys. Let. A375, 2868.
- Longhi S.; (2010). "*PT -symmetric laser absorber*. Phys. Rev. A-82, 031801(R).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.82.031801>
- Mata – Méndez, O.; (1992). "*Relaciones de Fresnel y teorema de conservación de la energía para un haz electromagnético*", Revista Mexicana de Física 38, No. 5.
- Mendoza-Bárceñas, M. A., Prieto R., Padrón-Godínez A.(2020). "*Integration of a Distributed Ground Station Network Based on amateur Radio Infrastructure for Scientific Space Missions*". The AMSAT Journal. Jul-Aug.(2020).
- Novitsky D.; Karabchevsky A.; Lavrinenko A. V.; Shalin A. S.; Novitsky A.; (2018). "*PT symmetry breaking in multilayers with resonant loss and gain locks light propagation direction*" Physical Review B 98(12):125102. DOI: 10.1103
- Novitsky D.; Novitsky A.; Shalin A. S. (2019). "*PT -symmetric multilayer systems: homogenization and beam propagation*". Conference: 2019 Thirteenth International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena (Metamaterials).
- Padrón-Godínez, A.; Prieto Meléndez R.; Calva Olmos G.; Treviño-Palacios C. G.; (2019). "*Sistemas Rectificadores de Señales mediante Diodos Ópticos y Electrónicos*". SOMI XXXIV, Congreso de instrumentación, Morelia, Michoacán-México. Volumen: No. 1, Año 6, ISSN 2395-8499.

- Padrón Godínez A.; Prieto Meléndez R.; Calva Olmos G.; Herrera Becerra A. A.(2020). *“Modelado y Simulación de Películas Delgadas con Simetría Paridad Tiempo”*. Informe Técnico II-INME-2020-570.
- Pedrotti F. L. & Pedrotti L. S. (1993). *“Introductions to Optics”*, New Jersey, Prentice-Hall International, Inc.
- Procopio L. M.; Rosas-Ortiz O. and Velázquez V. M. (2010); *“Spatial correlation of photon pairs produced in spontaneous parametric down-conversion”*. Frontiers in Contemporary Physics, 5th Ed.-EAV09.
- Saleh B.E.A., Teich M. C. (1991). *“Funds. of Photonics”*. Ed. JW&S, Inc., ISBN:0-471-83965-5.
- Schrödinger E. (1935), *“Discussion of probability relations between separated systems”*. Proc. of the Cambridge Ph. Society, 31, 555-562.
- Shramkova O. V. & Tsironis G. P.; (2016). *“Scattering properties of PT - symmetric layered periodic structures”*. J. Opt. 18, 105101, (9pp).
DOI:10.1088/2040-8978/18/10/105101
- SPDC: *conversión paramétrica a la baja y espontánea*. Accessed on Agosto (2017).
<http://www.sicacuantica.es/spdc-conversion-parametrica-a-la-baja-yespontanea/>
- Steck A. D.; (2006). *“Classical and Modern Optics*. University of Oregon.
- Stratton J. A.; (2007). *“Theory Electromagnetic*, New Jersey,Ed. John Wiley & Sons, Inc.
- Vashahri-Ghamsari S.; Bing He; Xiao M.; (2017). *“Continuous-variable entanglement generation using a hybrid PT -symmetric system”*. Phys. Rev. 96, 033806.
- Vicent L. E., U'Ren A., Barrios E., Velázquez V., López-Moreno E., Grether M. (2008). *“Fotones enredados y desigualdades de Bell: explorando la no-localidad”*. CDMX,CINVESTAV, IPN.

- Vitali D., Mancini S., Tombesi P. (2007). *“Stationary entanglement between two movable mirrors in a classically driven Fabry-Perot cavity”*. J. Phys. A: Math. Theor. 40, 8055-8068.
- Yang E.; Lu Y.; Wang Y.; Dai Y.; Wang P. (2016). *“Unidirectional reflectionless phenomenon in periodic ternary layered material”*. OSA. DOI: 10.1364/OE.24.014311, OPTICS EXPRESS 14311.
- Yin J., Cao Y., Li Y., Liao S., Zhang L., Ren J., Cai W., Liu W., Hui Dai B. L., Li G., Lu Q., Gong Y., Xu Y., Li S., Li F., Yin Y., Jiang Z., Li M., Jia J., Ren G., He D., Zhou Y., Zhang X., Wang N., Chang X., Zhu Z., Liu N., Chen Y., Lu C., Shu R., Peng C., Wang J., Pan J. (2017). *“Satellite-based entanglement distribution over 1200 kilometers”*. Science 356, 1140.
- Yin J., Cao Y., et al (2017). *“Supplementary Materials for Satellite-based entanglement distribution over 1200 kilometers”*. DOI: 10.1126/science.aan3211.
- Yuan L.; Lu Y. Y.; (2019). *“Unidirectional reflectionless transmission for two-dimensional PT - symmetric periodic structures*. Phys. Rev. A., 100.053805.

DOI: 10.1103