

# Proyecto de Laboratorio Avanzado en Óptica Cuántica: Fuente de Bi-fotones Colineales

Larry Steven Castrillón Mendoza<sup>1</sup> Jorge Luis Sanchez Ruiz<sup>1</sup>  
Director: David Alfonso Guzman Rincón<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Departamento de Física, Universidad de los Andes, A.A. 4976 Bogotá, Colombia

15 de noviembre de 2012

## Resumen

Se describe la implementación y caracterización experimental de una fuente de bifotones colineal. Los resultados mostrarán que mediante una configuración de un sistema movable de tres cristales no-lineales BBO tipo I y tipo II, los bifotones (signal e idler) generados por conversión paramétrica espontánea viajan en direcciones paralelas entre si. El método de construcción servirá como guía para la implementación de otras fuentes colineales requeridas en experimentos de investigación que se desarrollan actualmente en el laboratorio de óptica cuántica.

## 1. Introducción

La generación de luz no clásica es posible a través de un proceso de conversión paramétrica en un material no lineal. Este esta caracterizado por una susceptibilidad magnética de segundo orden  $\chi^2$ . En este proceso se generan dos estados de luz denominados el “signal” e “idler”, cuando se hace incidir luz (luz de bombeo-pump beam) en el material no-lineal. Teoricamente esta situación puede ser descrita mediante un Hamiltoniano de interacción:

$$\hat{H} \approx \chi^2 \hat{a}_p \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_i^\dagger + \hat{H}^\dagger \quad (1)$$

En este caso  $\hat{a}_p$  es el operador aniquilador de fotones en la luz de bombeo,  $\hat{a}_s^\dagger, \hat{a}_i^\dagger$  son los operados de creación de fotones en el “signal” e “idler”. Cuando se prepara un estado cuántico inicial  $|1_p, 0_s, 0_i\rangle$ , en el cual la luz de bombeo tiene un fotón y el signal e idler tienen cero fotones (como debe ser antes de pasar por el cristal), el resultado del proceso de conversión paramétrica esta dado por:

$$\hat{H} |1_p, 0_s, 0_i\rangle \Rightarrow \hat{a}_p \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_i^\dagger |1_p, 0_s, 0_i\rangle = |0_p, 1_s, 1_i\rangle \quad (2)$$

Esto significa que se produce de forma espontanea y simultanea, un fotón en el estado idler  $i$  y otro en el estado signal  $s$ . Para que este proceso tenga lugar, se deben satisfacer ciertas condiciones relacionadas con la conservación de energía en los fotones producidos. Asi, si un fotón en el visible con frecuencia  $\omega_p$  es sometido al proceso de conversión paramétrica los fotones ultravioletas generados con frecuencia  $\omega_s, \omega_i$  satisfacen,

$$\hbar\omega_p \approx \hbar\omega_i + \hbar\omega_s \quad (3)$$

además las longitudes de onda en cada caso deben cumplir que  $\lambda_s, \lambda_i = 2\lambda_p$ . Para los fotones el momentum tambien debe conservarse, por lo tanto se debe cumplir la siguiente relación

$$\hbar\mathbf{k}_p \approx \hbar\mathbf{k}_i + \hbar\mathbf{k}_s. \quad (4)$$

Las condiciones (3,4) se denominan “phase matching” y clasifican la producción por conversión paramétrica en cristales no-lineales ya que para un tipo cristal específico el ángulo entre  $\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s$  es diferente. Entre los cristales mas usuales estan el BBO( $\beta - BaB_2O_4$ ) y el KDP ( $KD_2PO_4$ ).

Este proceso de conversión paramétrica es mejor conocido como conversión paramétrica espontánea o SPDC-(spontaneous parametric down conversion) y existen de dos tipos: SPDC tipo I y tipo II.

En el tipo I, los fotones del signal e idler tienen la misma polarización  $|V_s\rangle, |V_i\rangle$ , pero tienen polarización ortogonal

respecto a los fotones de la luz de bombeo  $|H_p\rangle$ . En esta situación el Hamiltoniano que describe el proceso esta dado por,

$$\hat{H} \approx \hbar\eta\hat{a}_p\hat{a}_s^\dagger\hat{a}_i^\dagger + \hat{H}^\dagger \quad (5)$$

donde  $\eta = \chi^{(2)} E_p$ ,  $E_p$  amplitud de la luz de bombeo<sup>1</sup>.

La condición (4) implica que los dos fotones generados, emergen de dos conos concentricos centrados en la dirección de la luz de bombeo, Figuras 1a, 2a.

En el tipo II, los fotones del signal e idler tiene polarizaciones diferentes  $|H_s\rangle, |V_i\rangle$  y emergen en dos conos: uno de ellos representa un haz ordinario y el otro un haz extraordinario. En esta situación los conos pueden intersectarse en dos puntos, Figura 1b, 2b. A lo largo de esas intersecciones los fotones viajan enredados por polarización. El Hamiltoniano para describir tal situacion esta dado por:

$$\hat{H} \approx \eta\hbar \left( \hat{a}_{V_s}^\dagger\hat{a}_{H_i}^\dagger + \hat{a}_{H_s}^\dagger\hat{a}_{V_i}^\dagger \right) + \hat{H}^\dagger \quad (6)$$

donde  $\hat{a}_{V_s}^\dagger, \hat{a}_{H_i}^\dagger, \hat{a}_{H_s}^\dagger, \hat{a}_{V_i}^\dagger$  corresponden a los operadores de creación y aniquilación de fotones signal e idler polarizados vertical y horizontalmente.

Si para el SPDC tipo I se prepara el estado inicial como  $|\Psi_0\rangle = |0_s, 0_i\rangle$ , el resultado de la evolución de este estado de acuerdo al Hamiltoniano en (1) esta dado por,

$$|\Psi(t)\rangle \approx \alpha |0_s, 0_i\rangle + e^{i\beta} |1_s, 1_i\rangle \quad (7)$$

Esto refleja el hecho de que en los estados signal e idler por lo menos existe un fotón en cada modo de polarización; sin embargo, se puede notar que estos estados no son separables, por esta razón se les denomina enredados.

Un resultado análogo ocurre cuando para el SPDC tipo II se prepara el estado inicial como  $|\Psi_0\rangle = |0_{V_s}\rangle |0_{H_s}\rangle |0_{V_i}\rangle |0_{H_i}\rangle$ , nuevamente el resultado de la evolución de este estado de acuerdo al Hamiltoniano (6), produce un estado

$$|\Psi(t)\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}} (|H_s, V_i\rangle + |V_s, H_i\rangle) \quad (8)$$

que forman parte de los conocidos estados de la base de Bell<sup>2</sup>, definidos como,

$$|\psi\rangle = \frac{|H_1H_2\rangle + e^{i\theta} |V_1V_2\rangle}{\sqrt{2}} \quad (9)$$

$$|\psi\rangle = \frac{|H_1V_2\rangle + e^{i\theta} |V_1H_2\rangle}{\sqrt{2}} \quad (10)$$

Una fuente que produzca estos estados se denomina un fuente de bifotones no colineal y ha sido una de las herramientas experimentales usadas con el fin de evaluar la validez de la mecánica cuántica como teoría probabilística. Los resultados mas importante para este tipo de fuentes se han reportado en [2, 3]. A diferencia de estos experimentos, hemos logrado construir una fuente de bifotones en configuracion colineal, la cual tiene como característica fundamental que los fotones signal e idler viajen en direcciones paralelas tanto para el SPDC tipo I como el tipo II. En esta situacion los resultados mostrarón que efectivamente para el proceso SPDC de tipo I los conos convergen en unico punto, mientras que para el SPDC tipo II los conos son tangentes en un único punto, Figura 2b.

## 2. Resultados y análisis

### 2.1. Montaje experimental

El montaje experimental de la fuente se muestra en la Figura 1, y consta de las siguientes etapas:

1. Láser de bombeo con  $\lambda = 405nm$ .

<sup>1</sup>Cuanticamente la luz de bombeo corresponde a un estado coherente característico de una fuente láser.

<sup>2</sup>Para ver calculos detallados ver la referencia [1]

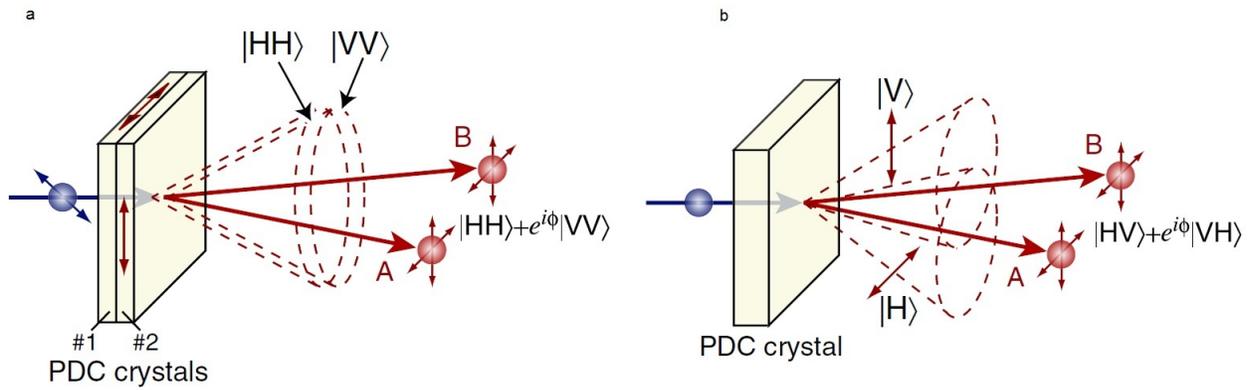


Figura 1: a. SPDC tipo I. b. SPDC tipo II [2].

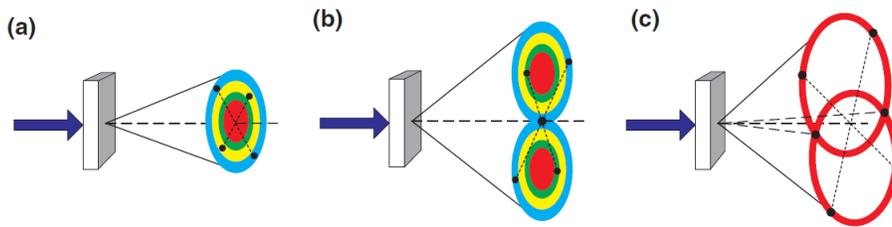


Figura 2: a. SPDC tipo I. b. SPDC tipo II Co-lineal degenerado. c. SPDC tipo II No-colineal degenerado, [1].

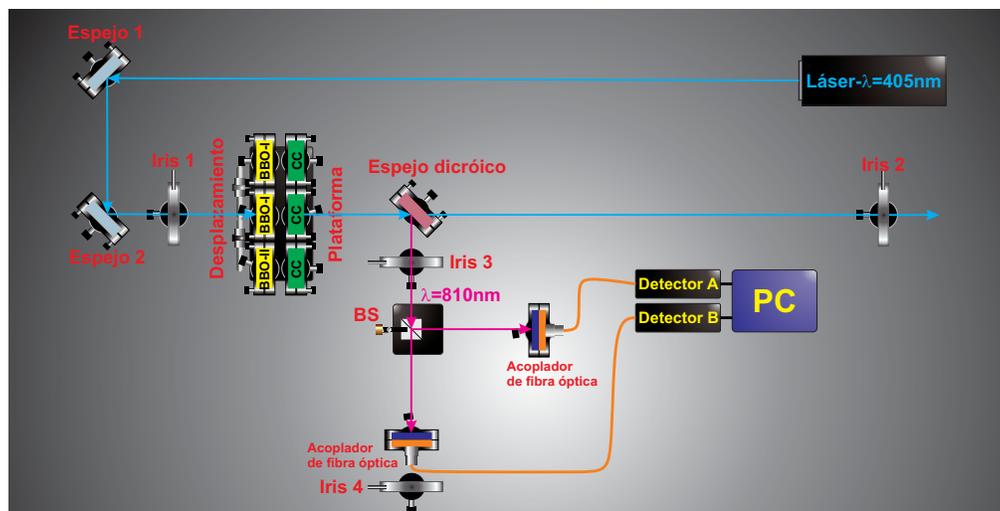


Figura 3: Diagrama esquemático del montaje experimental de la fuente. Se muestra también un interferómetro HBT para medir las coincidencias de fotones.

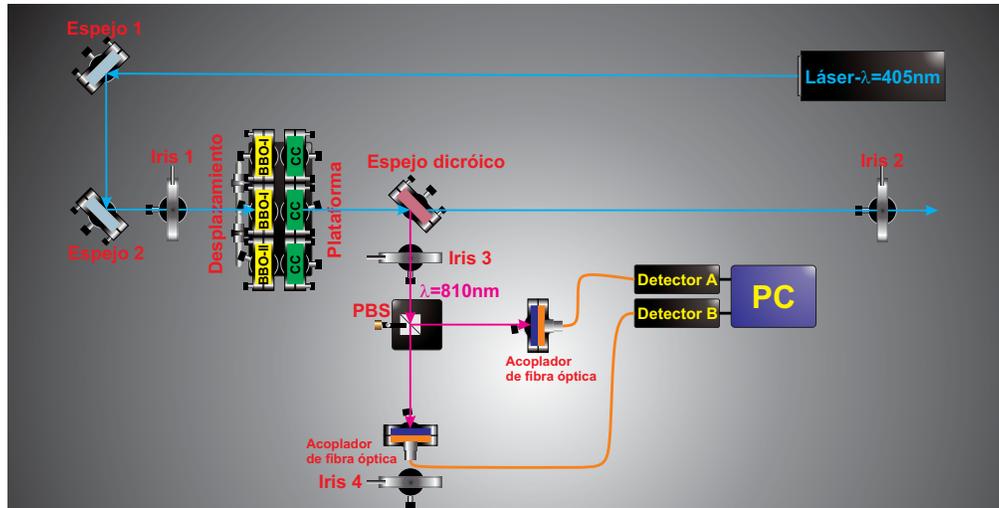


Figura 4: Diagrama esquemático de un interferómetro HBT para medir la polarización de los fotones.

2. Sistema de cristales no lineales en una plataforma de desplazamiento lateral que permite conseguir las configuraciones deseadas para generar fotones enredados de SPDC tipo I y II.
3. Sistema de filtrado basado en filtros interferenciales, filtro pasabanda y espejos dicróicos con alta reflectividad para  $\lambda = 810nm$  y alta transmitancia para  $\lambda = 405nm$ .
4. Sistema de enfoque.
5. Sistema de enfoque a través de la fibra óptica.
6. Sistema electrónico de detección y conteo por medio del PC.

## 2.2. Caracterización

La caracterización de la fuente consta de las siguientes etapas:

### 2.2.1. Generación de los pares de fotones

#### 2.2.2. Pruebas

- Observar la radiación producida en proceso SPDC tipo I y II a través de una cámara CCD.
- Observar que los conos producidos tengan la alineación correcta.
- Verificar la polarización usando polarizadores.
- Verificar que las coincidencias de pares de fotones sobre conteos sea mayor que 1, es decir, medir la función de correlación de segundo orden  $g^{(2)}$ . Esto se logra ajustando en la salida de la fuente un interferómetro de intensidad Hanbury-Brown-Twiss, Figura 1,2.
- Verificar la polarización de los estados que se generan en la fuente, usando un (polarization beam splitter) PBS, Figura 2. Dependiendo de la polarización de los estados intrincados, los resultados en el conteo de coincidencias y detecciones deben ser los siguientes:

FUENTE	RESULTADO
$ HH\rangle$ o $ VV\rangle$	0 coincidencias para $ H\rangle$ en el $D_A$
$\frac{ HH\rangle+ HH\rangle}{\sqrt{2}}$	0 coincidencias pero si detecciones para $ H\rangle$ iguales que para $ V\rangle$ en los $D_A, D_B$
$\frac{ HV\rangle+ VH\rangle}{\sqrt{2}}$	Si hay coincidencias y las detecciones en $D_A, D_B$ son las mismas

Cuadro 1: Estados enredados producidos por la fuente

### 2.3. Espejos e iris

Con el objetivo de realizar el montaje de la fuente de bi-fotones colineales, se dispuso sobre la plataforma los espejos 1 y 2 respectivamente (ver Figura 1). Estos espejos son altamente reflectivos para longitudes de onda entre los 380nm y los 420nm. Las características detalladas de estos se presentan a continuación:

- Fabricante: Eksma Optics
- Dimensiones  $25 \times 6mm$
- $HR > 99,5$  para  $0,32 - 0400$

Adicionalmente se montaron los iris 1 y 2, respectivamente (ver Figura 2). Estos permitieron definir el camino óptico del láser. Para esta configuración inicial se optimizo la potencia del haz a la salida del iris en  $0,62 \pm 0,01mW$ , trabajando con el láser a una potencia de  $10mW$ ; posteriormente se optimizo a una potencia de  $1,08 \pm 0,01mW$  para el láser trabajando a una potencia de  $20mW$ ; no obstante, resultado de un error de manipulación durante el montaje de la plataforma, el espejo 2 fue desplazado de su posición previa, y fue necesario re-alinear el sistema.

### 2.4. Plataforma

Como se describió previamente, la distintas configuraciones de cristales se montaron sobre una plataforma que permite desplazar lateralmente los cristales. La apertura del recorrido lateral de la plataforma es de  $10 \pm 0,05cm$ , garantizando que el haz incida sobre los cristales. Debido a dificultades con la importación, resulto necesario fabricar una pieza que reemplazara los tornillos micrometricos que permitían el movimiento lateral de la plataforma. Estos remplazos no garantizan el recorrido fino de la plataforma, pero resultaron ser funcionales en cuanto a las manipulaciones requeridas para hacer incidir la radiación en los cristales y luego capturada por la cámara CCD. En la Figura 1 se observa la disposición de la plataforma, respecto a los espejos e iris, además en la imagen se observa el mecanismo que sirvió de remplazo a los tornillos originales de la fuente. Una vez montada la plataforma sobre la mesa, se dispusieron los siguientes cristales no-lineales:

- BBO tipo II de dimensiones  $5 \times 5 \times 1mm$ , con ángulos de corte  $\theta = 41,9^\circ$   $\phi = 90^\circ$ , de Casix Optics.
- BBO tipo I SPDC, de dimensiones  $6 \times 6 \times 1mm$ , con ángulos de corte  $\theta = 29,2^\circ$   $\phi = 90^\circ$ , de Eksma Optics.
- BBO tipo I SPDC, unión de dos cristales tipo I, de dimensiones  $5 \times 5 \times (0,5 + 0,5)mm$  Referencia: PABBO 50 50-405 (I)-HA0, de New Light Photonics.

Los cristales descritos previamente deben exhibir los siguientes resultados, al observar la radiación procedente de los mismos en la cámara CCD:

- El cristal BBO de tipo II debe producir dos anillos que se intersectan en un único punto.
- El cristal tipo I, debe producir un anillo que al ajustar el ángulo entre el eje óptico y el láser, se reduzca a un punto en el cual se produce el enredamiento cuántico.
- La superposición de cristales no-lineales de tipo I, con ejes mutuamente ortogonales, debe producir dos anillos para cada polarización. Al ajustar el ángulo entre el eje óptico y el láser, se debe reducir estos anillos a un único punto.

Una vez montado los cristales sobre la plataforma, según la disposición ilustrada en la Figura 1, se estableció también la posición de las bases donde se interpondrán los cristales de compensación (CC), los cuales, como se ha mencionado previamente, serán responsables de compensar los efectos resultantes de la birefringencia de los cristales donde se generan los pares de fotones enredados. Estos cristales poseen la mitad del espesor de los cristales generadores.

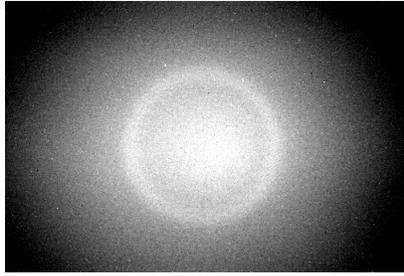


Figura 5: Cristal de tipo I con ejes ortogonales entre si, sin medida de polarización.

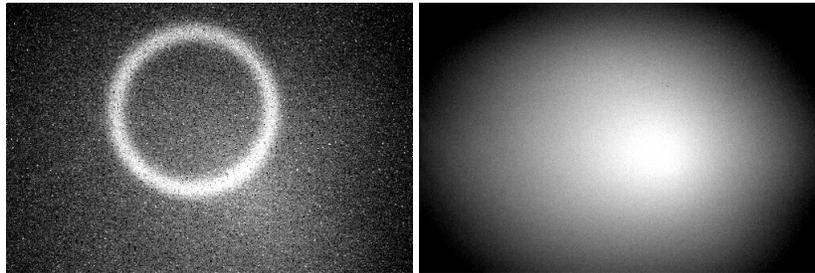


Figura 6: Radiación del cristal de tipo I de ejes ortogonales interponiendo un polarizador a  $90^\circ$  y  $0^\circ$ .

## 2.5. Caracterización de la fuente

Al tener los cristales dispuestos sobre la plataforma de desplazamiento lateral en su configuración correspondiente, se retiraron las bases de los cristales de compensación y se monto la cámara CCD. Entre la cámara y los cristales se monto una etapa de filtrado compuesta por un filtro pasabanda que permite el paso de fotones con longitudes de onda de los  $810 \pm 5nm$ , correspondiente a la longitud de onda de los fotones generados que satisfacen la condición de phase matching, y un filtro pasa altas que elimina longitudes de onda por debajo de los  $750nm$ . Con la cámara CCD y la etapa de filtrado debidamente configuradas, se tomaron las fotos correspondientes a la radiación generada por el cristal de tipo I, compuesto de la superposición de dos cristales de tipo I de ejes ortogonales. Los resultados se presentan a continuación:

### 2.5.1. Primer Cristal BBO de Tipo I, Ejes Mutuamente Ortogonales

Con el objetivo de observar la radiación correspondiente a la configuración de los cristales dispuestos en la plataforma, se interpuso la cámara CCD con la etapa de filtrado descrita previamente y se observo el anillo correspondiente, resultado de los fotones generados en el cristal no-lineal, Figura 3. Para verificar que la polarización de estos fuera la esperada, se interpuso un polarizador y se verifico el estado de los mismos. Como se puede observar en las Figura 4, para una polarización de  $90^\circ$  grados se genera un anillo; no obstante, para el polarizador a  $0^\circ$  grados no se observa el anillo correspondiente. Este anillo no se observo inicialmente, consecuencia de no haber configurado el cristal a un ángulo de  $45^\circ$  grados. Para verificar la certeza de esta afirmacion, se verifico la polarización del láser interponiendo el polarizador. Se estableció entonces que la polarización del láser era de  $0^\circ$  grados, es decir que a cuando este se coloca a  $90^\circ$  grados no es percibido. En la Figura 4 se evidencia la ausencia del anillo para una polarización de  $0^\circ$  grados.

Establecida esta irregularidad en la configuración del cristal, se procedió entonces a colocar el cristal formando un ángulo de  $45^\circ$  grados respecto a la polarización del láser y se tomaron de nuevo las imágenes de la radiación emitida por el cristal, interponiendo el polarizador. Los resultados de estas modificaciones en el montaje se muestran en la Figura 5.

Luego de haber logrado la configuración deseada del cristal, se procedió a modificar el ángulo de posición con el fin de reducir el anillo a un punto en el cual se presenta el enredamiento cuántico entre los fotones para el SPDC tipo I colineal. Una vez realizado el ajuste se obtuvo la siguiente imagen de la Figura 6 con la cámara CCD.

En las imágenes anteriores es posible evidenciar que los fotones generados por la fuente son colineales, puesto

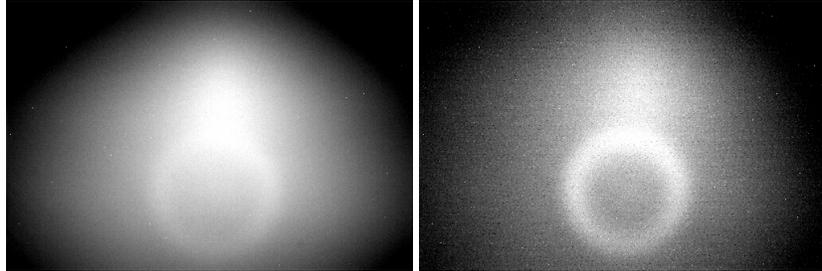


Figura 7: Radiación del cristal de tipo I de ejes ortogonales (ajustado a 45 grados respecto a la polarización del láser) interponiendo un polarizador a  $0^\circ$  y  $90^\circ$ .



Figura 8: Radiación del cristal de tipo I de ejes ortogonales configurado colinealmente.

que residen en el mismo punto. Dichos fotones emergen del cristal no-lineal con un longitud de onda de 410nm, y posteriormente atravesaran un cristal de compensación, seguido del cual convergerán sobre un espejo dicroico que no reflejara el láser y direccionara los fotones al acoplador de fibra.

### 2.5.2. Segundo Cristal BBO de Tipo I

Procediendo de igual forma que para el cristal de ejes ortogonales, se registraron con la cámara CCD las imágenes respectivas para el segundo cristal. Para este caso, la orientación de  $45^\circ$  grados respecto a la polarización del láser no fue necesaria debido a las características del mismo. Las imágenes registradas se presentan a continuación:

En dichas imágenes se puede apreciar como al interponer el polarizador a un ángulo de  $90^\circ$ , es posible observar el anillo, mientras que en el caso de los  $0^\circ$  grados ya no es posible observar el mismo. Finalmente al ajustar el ángulo entre el eje óptico y el láser (ángulo de posición) se consigue la formación de un único punto, Figura 7.

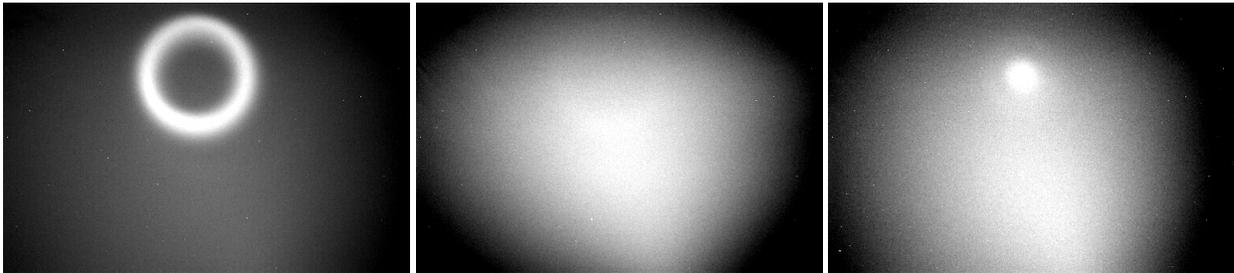


Figura 9: Resultados para el segundo cristal tipo I. Polarizador a  $90^\circ$ , Polarizador a  $0^\circ$  y configuración colineal.

### 2.5.3. Tercer Cristal BBO Tipo II

En los resultados del primer reporte de avances se mostró que al ajustar el ángulo de posición, se consigue que los fotones del signal e idler converjan en un único punto. Esto significa que los fotones emitidos son colineales. Para el tercer cristal, BBO tipo II, se consiguió la colinealidad logrando que los aros (signal e idler) sean tangentes en un punto. Inicialmente el cristal de tipo II fue configurado de forma incorrecta, lo que origino la imagen izquierda de la Figura 9. Cuando la configuración del cristal fue modificada se obtuvo la imagen derecha de la Figura 8.

Se ajusto el ángulo de posición, de tal forma que los dos anillos se cruzaran en un unico punto. Una vez alcanzado la colinealidad y verificando la polarización de los fotones en los cristales, se procedió a montar el espejo dicróico.

### 2.5.4. Acoplador de Fibra

Con el objetivo de configurar la etapa de detección se procedió a montar y alinear el acoplador de fibra. Este acoplador dispone de un lente con distancia focal de  $f = 11mm$  y cuenta con 6 grados de libertad, incluyendo la posibilidad de rotar. La referencia del acoplador es: PAF-X-11-PC-B Thor Labs.

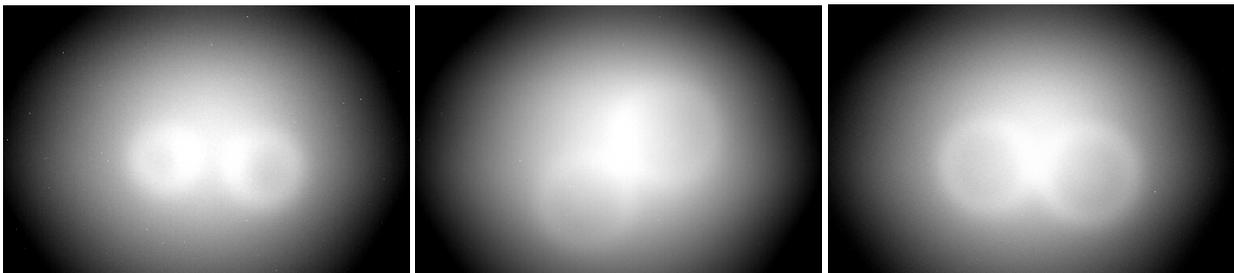


Figura 10: Cristales en proceso de colineación (izquierda). Prueba fallida para la colinealidad en el BBO tipo II (mitad). Resultado final para la colinealidad (derecha).

Potencia out Iris 3	Potencia Out Iris 4	Potencia láser
$(0,07 \pm 0,01)mW$	$(0,06 \pm 0,01)mW$	$(44,7 \pm 0,01)mW$

Cuadro 2: Potencias de optimización iris 3 y 4

Potencia transmitida 3	Potencia reflejada 4	Potencia láser
$(43,7 \pm 0,01)mW$	$(24,83 \pm 0,01)mW$	$(42,7 \pm 0,01)mW$

Cuadro 3: Potencias transmitida y reflejada en el espejo dicróico

Los pasos para alinear el acoplador de fibra son:

- Se interpusieron dos iris (iris 3 y 4, respectivamente) entre el espejo dicróico y el acoplador de fibra, Figura 2. Posteriormente se alinea el láser mediante un proceso de optimización de las potencia de salida en el iris 4. Los resultados de la optimización se reportan en la Tabla 2. Del mismo modo, se registró la potencia transmitida y reflejada en el espejo dicróico, Tabla 3. Es importante mencionar que el espejo dicróico presenta una reflexión parásita muy cercana a la reflexión original.
- Una vez alineados los iris, resultado complejo alinear el haz con el acoplador. Para este proceso se debe usar los tornillos de ajuste del mismo, manteniendo la posición de los iris y del espejo invariable; no obstante, este proceso no se completo en la practica. Para realizar la alineación con el acoplador de fibra es necesario ubicar un medidor de potencia óptica a la distancia focal del acoplador y realizar un proceso de optimización de la misma, ajustando la posición del acoplador. Se debe conectar la fibra al acoplador, y siguiendo un procedimiento análogo al anterior, se optimiza la potencia de salida del haz que atraviesa la fibra.
- Finalmente, con la intención de realizar la detección de fotones, se debe eliminar el haz correspondiente al láser, permitiendo únicamente el paso de los fotones degenerados en frecuencia con  $\lambda = 410nm$ , para esto se interpone una etapa de filtrado idéntica a la usada para la toma de las imágenes de la radiación característica (Ver sección 2.5) entre el espejo dicróico y el acoplador de fibra. Una vez eliminado el láser, se debe dar inicio a las dos ultimas etapas de caracterización de la fuente, descritas en la sección 2.2.2.

Como se ha indicado previamente en el documento, la fuente debe producir los estados de Bell (Ver Tabla 1); sin embargo, esto solo se puede verificar haciendo uso de los detectores midiendo los fotoconteos. Esta etapa de detección no fue conseguida en el tiempo propuesto según el cronograma, debido al tiempo que tomo la importación de los cristales, los espejos y los acopladores de fibra.

### 3. Conclusiones

- Se consiguió montar una fuente de bi-fotones co-lineales degenerados en frecuencia con  $\lambda = 410nm$ , la cual permite el uso de una disposición de cristales no-lineales BBO tipo I y BBO tipo II, que generan fotones enredados en polarización. La fuente cuenta con la posibilidad de desplazar lateralmente los cristales sobre una plataforma con un recorrido de  $10cm$ . Los fotones co-lineales generados por la fuente son recolectados en un acoplador de fibra que los enfoca hacia una fibra óptica la cual los trasmite hacia un sistema de detección en el cual, dependiendo del cristal que este generando los fotones, se pueden medir los estados de Bell mencionados en la sección 2.2.2. Los cristales utilizados en la fuente se encuentran descritos en la sección 2.4.
- La fuente de bi-fotones genero las radiaciones características esperadas para cada cristal. Para esto se ajusto el ángulo entre el eje óptico de estos y el haz de bombeo. De igual forma se realizo una verificación inicial del estado de polarización de los mismos, interponiendo un polarizador. Estos resultados se encuentran consignados en las secciones 2.5.1, 2.5.2 y 2.5.3.

## **Bibliografía**

- [1] C. C. Gerry, P. L. Knight, *Introductory Quantum Optics*, (Cambridge University Press, The Edinburgh Building, Cambridge CB2 2RU, UK, 2005)First Edition.
- [2] P. G. Kwiat, M. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4337 (1995).
- [3] P. G. Kwiat, A. G. White, I. Appelbaum, H. P. Eberhard, *Phys. Rev. A* **60**, R773 (1998).