

Construcción y Caracterización de una Fuente de Pares de Fotones a Partir de un Cristal PPKTP

Christian Silva^{1, a)} and Juan Sebastian Vargas^{2, b)}

¹⁾ 201727831

²⁾ 201215310

(Dated: December 4, 2017)

En este trabajo se intentó caracterizar espacialmente (perfil espacial o distribución de intensidad en el espacio) una fuente de pares de fotones mediante un cristal PPKTP (*Periodically Poled Potassium Titanyl Phosphate*) basándonos en el trabajo previo de C. Millan¹. Para este propósito nos servimos fundamentalmente de un láser de longitud de onda de $411nm$, un cristal PPKTP de dimensiones $1 \times 2 \times 10mm^3$ y un horno (construido en la misma Universidad de los Andes) en donde se puede alojar el cristal con el fin de poder modificar la temperatura del mismo. La inclusión del horno (que es bastante grande) vuelve particularmente difícil enfocar la luz del láser en el cristal y alinear la fuente, el horno y la cámara de detección, de allí que nos hallamos valido de un arreglo de lentes y espejos para lograr este objetivo. Por otra parte, los fotones producidos tienen una longitud de onda que no pertenecé al visible por lo cual se hizo necesario implementar variados filtros.

Keywords: Cristal PPKTP, Fotones Entrelazados, Fuente de Pares, Haz Colineal

I. INTRODUCCIÓN

En los últimos años se ha venido intensificado el uso de cristales PPKTP (*Periodically Poled Potassium Titanyl Phosphate*) como fuente de pares de fotones entrelazados los cuales se emplean con múltiples propósitos, como por ejemplo: la criptografía y la computación cuántica, entre otros. Es de particular interés construir y caracterizar una fuente de fotones entrelazados de este tipo en la Universidad de los Andes. En este trabajo se intentó caracterizar espacialmente el haz de fotones producido por un cristal tipo PPKTP. Mediante el uso de una cámara CCD se pretendía observar el conjunto de anillos concéntricos característico de este tipo de cristales, véase Figura 1. En el trabajo de C. Millan¹ se pronóstica que a la temperatura de $115^\circ C$ el haz producido por el cristal deberá ser colineal, se pretendía corroborar este hecho. Por último, se pretendía caracterizar el haz de fotones producido por el cristal en términos de su correlación temporal. A lo largo del desarrollo de este trabajo nos topamos con las siguientes dificultades: Acoplar la suficiente cantidad de luz, puesto que el láser era compartido con otro experimento, debíamos acoplar mediante fibra óptica una derivación hacía nuestro experimento, en principio usamos una fibra óptica monomodo (que permite el paso de longitudes de onda de entre $408nm$ y $412nm$ con la ventaja de que el haz saliente tendría un perfil gaussiano ideal para nuestros propósitos, sin embargo, no se logró acoplar la cantidad suficiente de luz, por lo tanto empleamos una fibra multimodo; Puesto que el cristal tiene una sección transversal de $1mm^2$ y es necesario enfocar la luz en este, nos válimos de un arreglo de lentes que nos permitiera tal propósito, así mismo el recorrido de la luz a través del horno era un problema mayúsculo

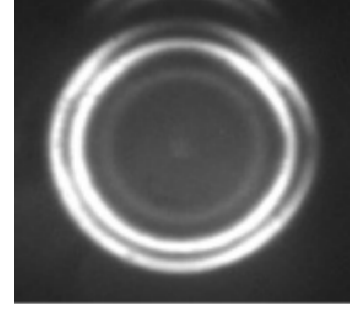


Figure 1. Haz de fotones producidos mediante SPDC por un cristal PPKTP, se observan los círculos concéntricos característicos en configuración no colineal, Tomado de

puesto que la luz que esperabamos obtener a la salida del horno no debería verse afectada por el mismo; Construir el horno y hacer que opere a la temperatura deseada tardo bastante tiempo. El uso de varios lentes y espejos así como las dimensiones del horno requerian una alineación óptica precisa; al contar con una fuente de $411nm$, esperamos que los fotones producidos tengan una longitud de onda de $822nm$, por lo que hacer uso de los filtros correctos era esencial, ya que también sobran remanentes del haz incidente que logran atravesar el cristal sin perturbación alguna.

II. MARCO TEORICO

Los cristales de tipo PPKTP se caracterizan por sus propiedades ópticas no lineales que se presentan además con cierta periodicidad espacial (Λ), estos cristales producen pares de fotones entrelazados mediante el método SPDC² (Spontaneous Parametric Down-Conversion), este proceso consiste en la división de un haz incidente (*pump*) con frecuencia ω_p en otros dos de frecuencia $\frac{\omega_p}{2}$ (denominados *idler* y *signal*), los fo-

^{a)} Electronic mail: co.silva@uniandes.edu.co

^{b)} Electronic mail: js.vargas2128@uniandes.edu.co

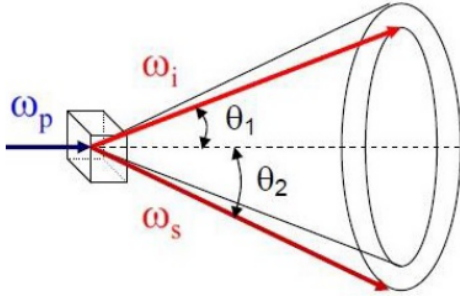


Figure 2. Par producido a partir de un cristal no lineal

tones así producidos tienen cierta probabilidad de estar entrelazados. Estos haces salen del cristal formando dos círculos concéntricos, véase Figura 2. A esta configuración se le denomina *no colineal*, aludiendo a A. Fedrizzi *et al*³, en el proceso de SPDC las longitudes de onda de los fotones incidentes y transmitidos en un cristal PPKTP se relacionan mediante la siguiente ecuación:

$$k_p = k_i + k_s + \frac{2\pi}{\Lambda(T)} \quad (1)$$

Donde k_i y k_s son los números de onda de los fotones producidos (*idler* y *signal*) y $\Lambda(T)$ es un término que da cuenta de la dependencia periódica de la polarización del cristal. Dicha ecuación es producto de la conservación del momentum y la energía de los fotones, tanto de los que inciden como de los que son producidos por el cristal: $\omega_p = \omega_i + \omega_s$. Así pues, modificando la temperatura se lograrían modificar las condiciones de periodicidad del cristal, según muestra Millan¹, al llegar a la temperatura de $115^\circ C$ los haces producidos por el cristal deberían ser colineales. Así mismo, el cristal se puede clasificar según sea la polarización de los fotones producidos: El cristal se denomina de tipo-0 si produce el par de fotones con la misma dirección de polarización del haz de bombeo. El cristal se denomina de tipo-I si produce el par de fotones con polarización en dirección perpendicular a la del haz de bombeo, y el cristal se denomina de tipo-II si produce el par de fotones, uno con dirección de polarización igual a la del haz y el otro en dirección perpendicular a la del haz de bombeo.

A. Spontaneous parametric down-conversion

El método más comúnmente usado para producir pares de fotones entrelazados es *spontaneous parametric down-conversion* (SPDC)². La manera usual de tratar SPDC es empezar planteando su Hamiltoniano. Este puede ser derivado empezando con la descripción clásica de la densidad del campo eléctrico para un medio no lineal, y luego cuantizando el campo eléctrico⁴. El hamiltoniano del sis-

tema es⁵:

$$\hat{H} = \epsilon_0 \int_V d^3r \chi^{(2)} \hat{E}_p^{(+)} \hat{E}_s^{(-)} \hat{E}_i^{(-)} + H.c. \quad (2)$$

Donde ϵ_0 es la permitividad en el vacío, $H.c$ es el operador Hermitiano conjugado y s y i son los índices representando los dos modos que bajaron su frecuencia, el *signal* y *idler*. La integral es sobre todo el volumen V del cristal que es iluminado por el *pump beam*. En esta ecuación se asume que se tiene solo un elemento con un tensor de susceptibilidad $\chi^{(2)}$. El campo eléctrico de la fuente se asume intenso y además se asume que no hay reflexión significativa, entonces se puede tratar como una onda monocromática. Además para el tratamiento de las ondas electromagnéticas se asume que están viajando en la dirección z , los campos resultantes son⁶:

$$\hat{E}_p^{(+)} = E_0 e^{i(\vec{k}_p \cdot \vec{r} - \omega_p t)} \quad (3)$$

$$\hat{E}_j^{(-)} = -i \sqrt{\frac{\hbar \omega_j}{2\epsilon_0 V}} \hat{a}^\dagger e^{-i(k_j z - \omega_j t)} \quad (4)$$

Donde el índice j puede ser s o i para el *signal* y *idler* respectivamente. Para el tratamiento de los modos k vamos a concentrarnos en solo un modo. Además $\hat{a}^\dagger$ es el operador de creación usual para un oscilador armónico. Ahora miramos el vector de estado cuántico que es producido por este hamiltoniano. Asumimos que el sistema se encuentra inicialmente en estado vacío. El estado cuántico está dado a primera aproximación como:

$$|\psi(t)\rangle = |\text{vac}\rangle + \frac{1}{i\hbar} \int_0^t dt' \hat{H}(t') |\text{vac}\rangle \quad (5)$$

Para solucionar la integral dependiente del volumen sé que $\chi^{(2)}$ no tiene dependencia en z . también asumimos que el tiempo de interacción, t , es lo suficientemente largo que una la función $\text{sinc}(\frac{\Delta\omega t}{2})$ se puede aproximar a una función delta, con esto obtenemos:

$$|\psi(t)\rangle \sim \frac{iE_0 \sqrt{\omega_s \omega_i}}{2} \chi^{(2)} e^{i\frac{\Delta\omega}{2}t} e^{i\frac{\Delta k}{2}L_z} \delta\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{\Delta k L_z}{2}\right) |1\rangle_s |1\rangle_i \quad (6)$$

Donde L_z corresponde a la longitud del medio no lineal. $\Delta\omega = \omega_s + \omega_i - \omega_p$ y $\Delta k = k_p - k_s - k_i$. Observamos que recuperamos las condiciones de *phase-matching*, ya que para la función delta solo podemos tener pares que cumplen con la siguiente condición, $\omega_p = \omega_s + \omega_i$. Lo cual significa esencialmente que la energía se conserva, la energía de los dos fotones creados es la misma que la del foton de la fuente. Además vemos que para la función $\text{sinc}(\frac{\Delta k L_z}{2})$ se obtendrá un máximo cuando $k_p = k_s + k_i$.

B. Polarización Periódica

Para la creación de cristales como el PPKTP se realizan procesos como el descrito en Figura 3, el cual genera que el cristal este polarizado periódicamente y cambie el signo de su coeficiente no lineal. Esto se

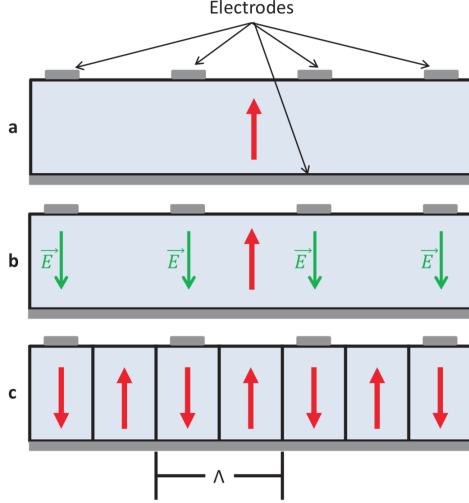


Figure 3. Método empleado para hacer una Polarización periódica. **a**, en el comienzo, todos los dominios apuntan hacia la dirección de la flecha roja. **b**, Un campo eléctrico es aplicado en la dirección opuesta, invirtiendo los dominios en las zonas afectadas. **c**, El resultado es el material polarizado periódicamente. Tomado de⁵

puede generar haciendo que $\chi^{(2)}$ se comporte como en la Figura 4, lo cual matemáticamente sería (7).

$$\chi^{(2)}(z) = \chi_0^{(2)} \operatorname{sgn} \left(\cos \frac{2\pi z}{\Lambda} \right) \quad (7)$$

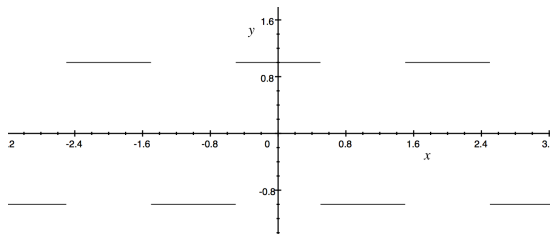


Figure 4. Susceptibilidad del Material con un periodo Λ correspondiente a la ecuación (7)

Al realizar un proceso similar al anterior, pero ahora usando esta nueva definición (7) en (2) se obtiene ahora si la condición completa (1), donde ese termino $\frac{2\pi}{\Lambda(T)}$ resulta de la periodicidad del cristal, y la dependencia con la temperatura T una de las características que deseábamos explorar del cristal.

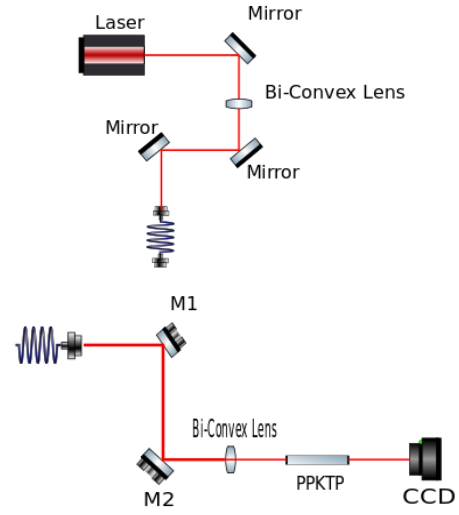


Figure 5. Montajes experimentales

III. MARCO EXPERIMENTAL

Para lograr los objetivos planeados, nos valimos de los arreglos mostrados en las Figuras 5. En primer lugar, para acoplar la luz a nuestro experimento se emplearon dos espejos, y una lente de $90mm$ de longitud focal. Una vez llevada la luz a nuestro experimento, es necesario adaptar una lente a la fibra multimodo para colimar el haz saliente, dicha lente es de $11mm$, de la cual logramos que el haz producido fuera aproximadamente gaussiano y estuviera lo mejor colimado posible, véase Figura 8. Eventualmente, nos valimos de un polarizador, dos espejos y una lente convexa de $300mm$ junto a otra de $70mm$ para poder enfocar la luz justo en el cristal y así mismo lograr que atravesase el horno. Puesto que el haz saliente del horno diverge con rapidéz, se empleo una lente de $30mm$ para enfocar en la cámara, la cual tenia adaptados un filtro de densidad neutra y un filtro pasa altas ($> 750nm$).

El cristal tiene unas dimensiones de $1 \times 2 \times 10mm^3$, para obtener la máxima eficiencia se debe concentrar la máxima intensidad sobre el cristal. Se utiliza una lente de $100mm$ de longitud focal.

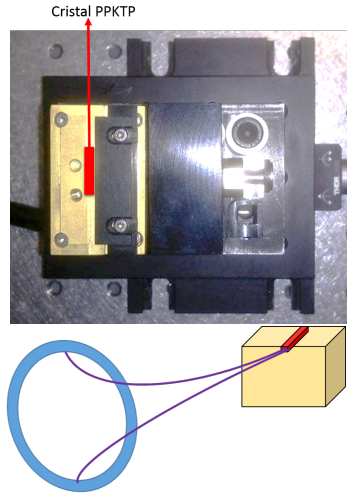


Figure 6. Fotografía del horno de pruebas e ilustración del enfoque del haz sobre el cristal

A diferencia del proyecto¹, se utilizó un horno diferente, el cual alcanza temperaturas mayores a el utilizado anteriormente, en la Figura 7 se observa un máximo estable de $133,75^{\circ}\text{C}$, ideal para llevar a cabo los objetivos propuestos en este trabajo.

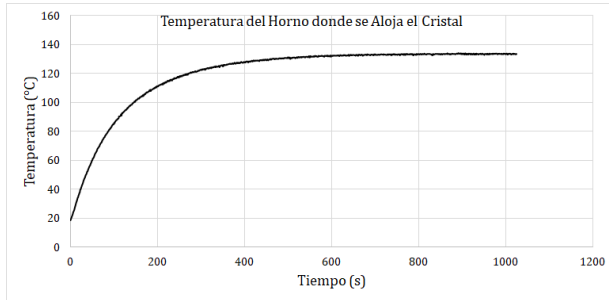


Figure 7. Obtención de la temperatura ideal. Agradecimientos Jonny Tenorio. Grupo de Óptica Cuántica. Universidad de los Andes.

IV. RESULTADOS

El primer datos que se midió fue la intensidad del láser que acoplamos, justo después de la fibra multimodo la intensidad medida por un Power Meter fue de 31mW . Se midió correctamente el perfil espacial del *pump* a diferentes distancias Figura 8 y 9:

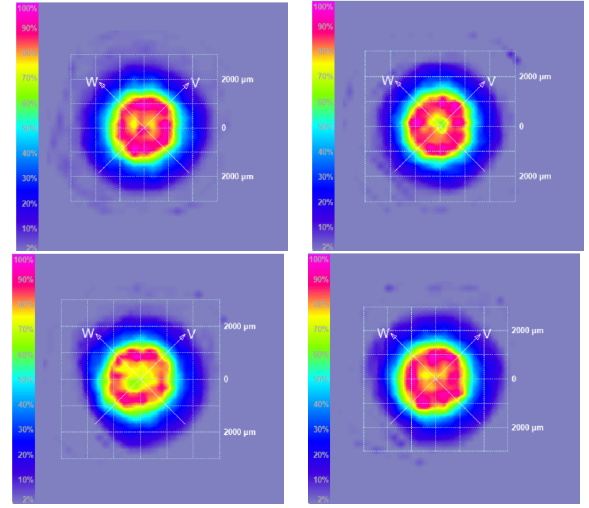


Figure 8. Perfil espacial a las distancias de $7,5\text{cm}$, 30cm , 50cm y $77,5\text{cm}$, respectivamente.

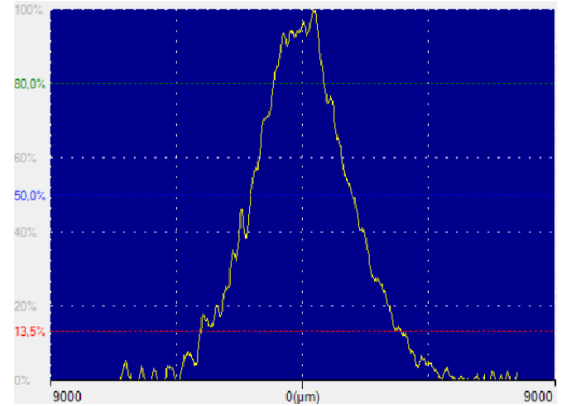


Figure 9. Distribución Gaussiana

Después de realizar varias medidas como las anteriores utilizamos una cámara CDD, la cual es una cámara muy sensible que detecta los fotones que llegan a ella, tomándoles una fotografía a los fotones incidentes. La cámara la colocamos justo después del cristal, acompañada de variedad de filtros entre pasa altas ($+750\text{nm}$) y filtros de intensidad neutra. Para unos primeros intentos se obtuvo:

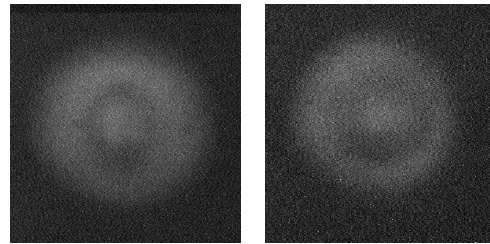


Figure 10. Fotografías del perfil espacial consideradas “erróneas” del SPDC.

Luego de una mejor alineación y de usar una lente más adecuada (200mm), se pudieron obtener las siguiente imágenes⁷.

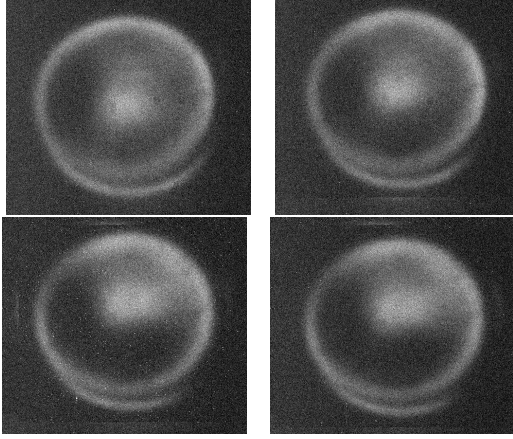


Figure 11. Mediciones a temperatura ambiente 18°C .

Estas ultimas nos hacen pensar que estábamos cerca de lograr resultados similares a los reportados en¹ con el horno anterior en el cual se logran ver claramente los anillós no colineales.

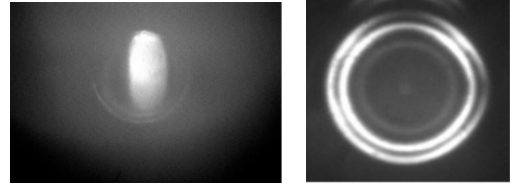


Figure 12. Imágenes tomadas de¹, perfil espacial a temperatura ambiente y perfil espacial a 40°C .

V. DISCUSIÓN Y CONCLUSIÓN

Se hizo un estudio la teoría detrás de la generación de pares de fotones entrelazados a partir de un cristal PPKTP, el cual arrojo el comportamiento esperado de este medio no lineal. Pero a pesar de intentar con múltiples arreglos ópticos no se logro observar el par de fotones entrelazados signal y idler en el nuevo horno, la principal dificultad con la que nos enfrentamos es que la longitud del nuevo horno en la dirección de la propagación de láser es mucho mayor a la que teníamos en el horno anterior, lo cual general que tengamos que asegurarnos que el láser este enfocado por almenos 6cm .

Se encuentra en la literatura evidencia de la generación de fotones altamente correlacionados a partir de un cristal PPKTP lo cual nos asegura que se requiere de un mayor tiempo para lograr hacer este experimento satisfactoriamente en Uniandes.

REFERENCES

- ¹Cesar Millan. Caracterización teórica y experimental de la luz producida por un cristal ppktp. *Universidad de los Andes*, 2017.
- ²Marco Fiorentino and Raymond G. Beausoleil. Compact sources of polarization-entangled photons. *Opt. Express*, 16(24):20149–20156, Nov 2008.
- ³A. Fedrizzi, T. Herbst, A. Poppe, T. Jennewein, and A. Zeilinger. A wavelength-tunable fiber-coupled source of narrowband entangled photons. *Optics Express*, 15:15377, 2007.
- ⁴CK Hong and L Mandel. Theory of parametric frequency down conversion of light. *Physical Review A*, 31(4):2409, 1985.
- ⁵Hamel, Deny R. Realization of novel entangled photon sources using periodically poled materials. Master's thesis, 2010.
- ⁶ZY Ou, LJ Wang, and L Mandel. Vacuum effects on interference in two-photon down conversion. *Physical Review A*, 40(3):1428, 1989.