



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

FUENTE DE ESTADOS ENREDADOS DE
FOTONES CON POLARIZACIÓN
ORTOGONAL

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
FÍSICO

PRESENTA:
JOSÉ DE JESÚS GUTIÉRREZ CASTAÑEDA

DIRECTOR DE TESIS:
VÍCTOR MANUEL VELÁZQUEZ AGUILAR



2016

CIUDAD UNIVERSITARIA, CDMX



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

1. Datos del alumno

Gutiérrez

Castañeda

José de Jesús

57567684

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

305064691

2. Datos del tutor

Dr. Víctor Manuel Velázquez Aguilar

(Secretario)

3. Datos del sinodal 1

Dr. Niel Charles Bruce Davidson

(Presidente)

4. Datos del sinodal 2

Dr. Naser Qureshi

(Vocal)

5. Datos del sinodal 3

Dra. Edna Magdalena Hernández González

(Suplente)

6. Datos del sinodal 4

Dr. Jorge Amin Seman Harutinian

(Suplente)

7. Datos del trabajo escrito

FUENTE DE ESTADOS ENREDADOS DE FOTONES CON POLARIZACIÓN ORTOGONAL

2016

Índice

Índice	i
Agradecimientos	iii
Índice de figuras	1
1 Introducción	3
1.1 Óptica no lineal.	3
1.2 Objetivo y motivación.	3
1.3 Antecedentes	4
2 Cuantificación del campo electromagnético	5
3 Funcionamiento de cristales SPDC tipo I y tipo II	10
3.1 Fuentes de fotones: Conversión Paramétrica Espontánea Descendente.	13
4 Producción de fotones enredados y Desigualdad de Bell	17
4.1 Desigualdad de Bell	19
4.2 Desigualdad de Bell CHSH	21
5 Detección de conos de luz	22
6 Obteniendo estados enredados experimentalmente	26
7 Conclusiones.	32
A Cálculo de las incertidumbres.	33
B Detectores APD.	35
C Propiedades de la cámara CCD	36
D Cristal BBO (Beta Borato de Bario)	39
E Láser	40
Bibliografía	41

*Dedicado a
mi familia y a mi muy estimado maestro Francisco*

Agradecimientos

¡Muchas gracias a todos!

Hay tantas personas a las cuales agradecer. Desde luego a mis padres Jesús y Adela, pues siempre me han apoyado, también a mis compañeros de laboratorio por sus importantes comentarios y ayuda, nunca olvidare nuestro lema "mejor entre cuates que ante los sinodales".

A mi asesor por su paciencia y sabiduría, a mi familia pero muy especialmente a mi hermano Fer por tan bonitas imágenes.

A mi profesor Francisco Xavier, pues sin sus consejos, sabiduría, paciencia y sentido del humor seguramente no estaría en este lugar.

También a la Universidad Nacional Autónoma de México por dejarme formar parte de ella.

Finalmente quiero agradecer a una persona que me acompañó durante largas horas de trabajo en el laboratorio, que me ayudo a entender que trabajando en equipo las cosas son más fáciles y divertidas, y que uno puede confiar en un amigo, descanse en paz Emmanuel.

SE AGRADECE AL PROYECTO: PAPIIT IN-116716, ESTUDIO DE MATERIALES CON TRANSICIÓN DE SPIN: TEORÍA CUÁNTICA Y EXPERIMENTOS.

Índice de figuras

2.1	Niveles de energía de un oscilador armónico cuántico de frecuencia ω [4]	8
3.1	Haz láser incidiendo en el cristal no lineal	13
3.2	Conversión descendente tipo I . Los fotones del haz de bombeo se convierten en fotones de señal y testigo que emergen del cristal a lo largo de diferentes direcciones. Los fotones señal y testigo tienen polarización idéntica pero ortogonal a la del haz de bombeo. Las posibles direcciones forman un conjunto de conos concéntricos. . .	14
3.3	a) La sección transversal de los conos de luz de una conversión paramétrica tipo 1. Los símbolos iguales representan los fotones conjugados que satisfacen la condición de emparejamiento de fase. Tenga en cuenta que aquellos en el círculo del medio son degenerados en frecuencia. b) Representación gráfica de la condición de emparejamiento de fase.	15
3.4	En la conversión descendente tipo II, los fotones señal y el testigo tienen polarizaciones ortogonales. Debido a los efectos de birrefringencia, los fotones generados son emitidos a lo largo de dos conos, uno para la onda ordinaria (o) y otro para la onda extraordinaria (e).	16
4.1	Los conos de luz pueden o no tocarse dependiendo de la configuración del haz de bombeo y el cristal no lineal, dependiendo del ángulo que forman el láser y el eje rápido del cristal.	17
4.2	Caricatura, los conos de luz pueden o no tocarse dependiendo de la configuración del haz de bombeo y el cristal no lineal, dependiendo del ángulo que forman el láser y el eje rápido del cristal.	18
4.3	Las intersecciones de los conos para los rayos ordinarios y los rayos extraordinarios son las fuentes de polarización de luz enredada. Desde este punto, no es posible saber a partir de cual rayo se obtiene cada fotón. El hamiltoniano en la ecuación 4.1 describe la luz tomada de ambas intersecciones.	18
5.1	Diagrama del arreglo montado para observar los conos	22
5.2	Primeras imágenes tomadas al buscar los conos	23
5.3	Arreglo experimental montado para tomar el cono de luz	23
5.4	Primeras imágenes tomadas al buscar los conos	23
5.5	En la figura vemos lo siguiente: a) sin polarizador, b) con polarizador a cero grados, c) con polarizador a 45 grados, d) con polarizador a 90 grados	24

5.6 En la figura vemos lo siguiente: a) sin polarizador, b) con polarizador a cero grados, c) con polarizador a 45 grados, d) con polarizador a 90 grados, observamos que los conos obedecen las leyes de los polarizadores. Las gráficas inferiores corresponden al promedio de las secciones transversales tomadas en la región de las intersecciones de los conos. 25

5.7 En la figura vemos lo siguiente: a) sin polarizador, b) con polarizador a cero grados, c) con polarizador a 45 grados, d) con polarizador a 90 grados, observamos que los conos obedecen las leyes de los polarizadores. Las gráficas inferiores corresponden al promedio de las secciones verticales tomadas en la región de las líneas punteadas, en esta sección se aprecia claramente la disminución de uno de los conos según la orientación del polarizador. 25

6.1 Arreglo experimental montado para medir coincidencias, los detectores están situados en las intersecciones de los conos de luz infrarroja 27

6.2 Al llegar la luz a los polarizadores sólo pasa una de las componentes, ya sea la vertical o la horizontal, en el caso de polarizador a 45 grados pasa un poco de ambas componentes de la luz. 27

6.3 Cada fotón se divide en dos fotones, uno polarizado verticalmente y uno horizontalmente, uno de los dos fotones atraviesa el cristal a menor velocidad debido a que es un material birrefringente. 28

6.4 Arreglo experimental montado con un par de cristales compensadores, los cristales C_1 y C_2 tienen el eje rápido girado 90 grados con respecto al eje del cristal productor de fotones correlacionados 29

6.5 Arreglo experimental montado con un par de cristales compensadores C_1 y C_2 , además de un par de obturadores para filtrar la menor cantidad de ruido y una lámina de media onda para sintonizar mejor los fotones 31

C.1 vista de frente 37

C.2 vista de lado 37

C.3 longitud de onda contra eficiencia cuántica en este caso los fotones emitidos son de 810 nm, eficiencia de alrededor del 30% 38

E.1 longitud de onda contra intensidad 40

Capítulo 1

Introducción

1.1 Óptica no lineal.

En el desarrollo en potencias de la interacción de la luz y la materia, la óptica no lineal abarca todos los términos a partir del segundo orden, el campo de la óptica no lineal abarca aquellos fenómenos para los cuales las intensidades de los campos eléctrico y magnético de potencias mas elevadas que los primeros desempeñan un papel dominante.

El análisis clásico usual de la propagación de la luz; superposición, reflexión, refracción, etc.-presupone una relación lineal entre el campo electromagnético de la luz y el sistema atómico que responde y que forma el medio. Pero, como un dispositivo oscilatorio mecánico (por ejemplo un resorte lastrado) puede forzarse hasta obtener una respuesta no lineal, por medio de la aplicación de fuerzas lo suficientemente grandes, también podemos anticipar que un rayo luminoso extremadamente intenso podría generar efectos ópticos no lineales apreciables, otra forma de obtener efectos ópticos no lineales apreciables es con una susceptibilidad grande (propiedad del resorte).

Los campos eléctricos asociados con rayos luminosos de fuentes comunes, o si se prefiere tradicionales, son demasiado pequeños para que tal comportamiento sea fácilmente apreciable. Esta fue precisamente la razón, por la cual se tuvo que esperar la llegada del láser a fin de que se pudiera traer suficiente fuerza bruta a la región óptica del espectro. [1]

1.2 Objetivo y motivación.

El objetivo principal es montar una fuente de pares de fotones enredados. El objetivo de ésta tesis es corroborar el hecho de que la mecánica cuántica es una teoría completa y no hace falta recurrir a variables ocultas para justificar fenómenos que implican no localidad además de una interpretación probabilística de la naturaleza, para ello se realizará una prueba de Bell a fotones correlacionados. La motivación de este trabajo es realizar una experiencia más actual a la que en su tiempo realizó Alain Aspect y demostrar que además de las pruebas de coincidencias que generalmente dependen del tiempo también podemos verificar algunas de la propiedades que tiene la luz cuántica que no son dependientes del tiempo, más bien de la intensidad. [1]

1.3 Antecedentes

La preocupación teórica que generó la interpretación estadística de la Mecánica Cuántica en sus inicios fue que esta introducía una especie de indeterminación que permitía que los objetos tuvieran una falta de definición en su estado de existencia. Algunos físicos (llamados realistas) no estaban de acuerdo con esto, ellos argumentaban que los objetos debían tener estados definitivos que la teoría cuántica no era capaz de identificar, por tanto era una teoría incompleta. A partir de estos argumentos se propuso que cierta información adicional, denominada variables ocultas, era necesaria para completar a la mecánica cuántica.[2]

Por otra parte estaban los físicos que defendían a la mecánica cuántica (llamados ortodoxos), ellos argumentaban que el acto de medición era lo que definía el estado de existencia del objeto.

La interpretación ortodoxa encontró gran oposición en Einstein, que presentó una serie de argumentos para mostrar que el punto de vista realista era el correcto. En 1935 él, junto con Boris Podolsky y Natan Rosen (EPR) presentaron un argumento bastante fuerte que mostraba que la mecánica cuántica proveía una descripción incompleta del mundo físico.[3]

El argumento está basado en pares de electrones producidos en un estado con una función de onda:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_+(A)\psi_-(B) - \psi_-(A)\psi_+(B)]$$

Conocido como estado enredado. Éste describe un sistema que implica correlaciones entre los resultados de mediciones realizadas en sus diferentes partes. Cuando una medición en A se realiza, el resultado determinará el resultado de una medición en B; además, si A y B están muy separadas y las mediciones en A se realizan más rápido que el tiempo que tarda la luz en ir de A a B, entonces cualquier señal con información del resultado debe viajar más rápido que la velocidad de la luz para llegar a B, antes de que ahí se haga la medición, y poder influenciar el resultado. Esto sugiere que la mecánica cuántica requiere conexiones más rápidas que la velocidad de la luz, con lo cual Einstein no estaba de acuerdo. EPR concluyeron que ciertas propiedades eran poseídas por las partículas desde su creación y que las mediciones sólo revelaban los valores de esas propiedades, no había necesidad de comunicar los resultados de una a otra, pero la mecánica cuántica no proporcionaba esta información. La habilidad de realizar mediciones en un punto, para determinar resultados de otro, es referido a la no localidad, y EPR creían que la naturaleza debía ser local.

Neils Bhor, el principal defensor de la mecánica cuántica, reconoció la importancia del argumento. Usando el principio de complementariedad argumentó que mientras las dos partículas aparecieran en un estado enredado no podían ser consideradas como separadas y por tanto no había conflicto, pero no convenció a EPR.

En 1964 John S. Bell dedujo teóricamente una desigualdad, mostró que con esta y algún tipo de experimento era posible concluir que la mecánica cuántica era incorrecta y dar la razón a EPR, o que efectivamente existe un comportamiento no local. Tales experimentos se hicieron viables a partir de 1980 y todos soportan a la mecánica cuántica, algunos de los primeros fueron realizados por Alain Aspect y Philippe Grangier.[4,5,6,7,8]

Capítulo 2

Cuantificación del campo electromagnético

Tomaremos como inicio un caso sencillo de un campo de radiación confinado en una cavidad unidimensional a lo largo del eje z con paredes conductoras perfectas en $z = 0$ y $z = L$. El campo eléctrico se eliminará en las fronteras y tomará forma de una onda estacionaria. Se asume también que no hay otras fuentes de radiación, es decir, no hay corrientes o cargas dentro de la cavidad. El campo está polarizado en la dirección del eje x , $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_x E_x(z, t)$, con \mathbf{e}_x el vector unitario de polarización. Las ecuaciones de Maxwell sin fuentes, en unidades SI son:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.4)$$

Un campo monomodal y en el vacío simple que satisface estas ecuaciones y las condiciones de frontera está dado por:

$$E_x(z, t) = \left(\frac{2\omega^2}{V\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} q(t) \sin(kz) \quad (2.5)$$

donde ω es la frecuencia del modo y k el número de onda relacionado a la frecuencia como $k = \omega/c$. La condición de frontera en $z = L$ produce las frecuencias permitidas $\omega_n = c(m\pi/V)$, $m = 1, 2, \dots$. Asumimos que ω es una de las frecuencias ignorando el resto, V indica el volumen efectivo de la cavidad y $q(t)$ es un factor dependiente del tiempo que tiene dimensión de la longitud y actúa como una posición canónica.

El campo magnético puede calcularse sustituyendo (2.5) en (2.2), encontrando que es $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = e_y B_y(z, t)$, donde:

$$B_y(z, t) = \left(\frac{\mu_0 \epsilon_0}{k} \right) \left(\frac{2\omega^2}{V\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \dot{q}(t) \cos(kz) \quad (2.6)$$

y $\hat{q}(t)$ es el momento canónico para una "partícula" de unidad de masa, es decir $p(t) = \dot{q}(t)$.

El hamiltoniano H (energía clásica del campo) del modo simple del campo está dado por:

$$H = \frac{1}{2} \int \left[\epsilon_0 \mathbf{E}^2(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}^2(\mathbf{r}, t) \right] dV = \frac{1}{2} \int \left[\epsilon_0 E_x^2(z, t) + \frac{1}{\mu_0} B_y^2(z, t) \right] dV. \quad (2.7)$$

De las ecuaciones (2.5) y (2.6) se puede mostrar que

$$H = \frac{1}{2} (p^2 + \omega^2 q^2), \quad (2.8)$$

indicando la aparente equivalencia entre un modo sencillo del campo y un oscilador armónico de masa unitaria, donde los campos eléctrico y magnético juegan los roles de posición y momento (considerando unos factores de escala).

Reemplazando por sus operadores equivalentes \hat{q} y \hat{p} , los cuales deben satisfacer la relación canónica de conmutación:

$$[\hat{q}, \hat{p}] = i\hbar \hat{I} \quad (2.9)$$

donde \hat{I} es el operador identidad, por lo que puede escribirse como $[\hat{q}, \hat{p}] = i\hbar$. Los campos eléctrico y magnético del modo sencillo se vuelven entonces en los operadores

$$\hat{E}_x(z, t) = \left(\frac{2\omega^2}{V\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \hat{q}(t) \sin(kz) \quad (2.10)$$

y

$$\hat{B}_y(z, t) = \left(\frac{\mu_0 \epsilon_0}{k} \right) \left(\frac{2\omega^2}{V\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \hat{p}(t) \cos(kz) \quad (2.11)$$

respectivamente. El operador Hamiltoniano será entonces:

$$\hat{H} = \frac{1}{2} (\hat{p}^2 + \omega^2 \hat{q}^2) \quad (2.12)$$

Los operadores \hat{q} y \hat{p} son hermitianos y por lo tanto corresponden a cantidades observables. Es conveniente introducir los operadores no hermitianos (no observables) de aniquilación (\hat{a}) y creación (\hat{a}^\dagger) a través de las combinaciones:

$$\hat{a} = (2\hbar\omega)^{-\frac{1}{2}} (\omega\hat{q} + i\hat{p}) \quad (2.13)$$

$$\hat{a}^\dagger = (2\hbar\omega)^{-\frac{1}{2}} (\omega\hat{q} - i\hat{p}). \quad (2.14)$$

Entonces los operadores de campo eléctrico y magnético con estos nuevos términos cambian respectivamente de forma a:

$$\hat{E}_x(z, t) = \mathcal{E}_0 (\hat{a} + \hat{a}^\dagger) \sin(kz) \quad (2.15)$$

$$\hat{B}_y(z, t) = \mathcal{B}_0 \frac{1}{i} (\hat{a} - \hat{a}^\dagger) \cos(kz) \quad (2.16)$$

donde $\mathcal{E}_0 = (\hbar\omega/\epsilon_0 V)^{1/2}$ y $\mathcal{B}_0 = (\mu_0/k) (\epsilon_0 \hbar \omega^2 / V^{1/2})$ representando respectivamente los campos eléctrico y magnético "por fotón". Las comillas indican que no es un término correcto, ya que el promedio de esos campos para un número definido de fotones es cero. Sin embargo son medidas

útiles de las fluctuaciones del campo cuantizado.

Los operadores \hat{a} y \hat{a}^\dagger satisfacen la relación de conmutación

$$[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1 \quad (2.17)$$

El operador Hamiltoniano tiene entonces la forma

$$\hat{H} = \hbar\omega \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right). \quad (2.18)$$

No se ha mencionado la dependencia temporal de los operadores \hat{a} y \hat{a}^\dagger . Tomando un operador arbitrario \hat{O} sin dependencia explícita del tiempo, la ecuación de Heisenberg será

$$\frac{d\hat{O}}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{O}]. \quad (2.19)$$

Para el operador de aniquilación \hat{a} , entonces

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{a}] = \frac{i}{\hbar} \left[\hbar\omega \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right), \hat{a} \right] = i\omega (\hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} - \hat{a} \hat{a}^\dagger \hat{a}) = i\omega [\hat{a}, \hat{a}^\dagger] \hat{a} = -i\omega \hat{a} \quad (2.20)$$

cuya solución es

$$\hat{a}(t) = \hat{a}(0) e^{-i\omega t}. \quad (2.21)$$

Análogamente para el operador \hat{a}^\dagger , o bien, tomando el Hamiltoniano conjugado de la ecuación (2.21), se obtiene

$$\hat{a}^\dagger(t) = \hat{a}^\dagger(0) e^{i\omega t}. \quad (2.22)$$

El operador del producto $\hat{a}\hat{a}^\dagger$ tiene un significado especial y es llamado el operador de número, denotado como \hat{n} . Tomando a $|n\rangle$ como una energía de un eigenestado del modo monomodal del campo con E_n eigenvalor de energía tal que

$$\hat{H}|n\rangle = \hbar\omega \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) |n\rangle = E_n |n\rangle. \quad (2.23)$$

Aplicando a la ecuación (2.23) el operador \hat{a}^\dagger se genera una nueva ecuación de eigenvalores

$$\hbar\omega \left(\hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \hat{a}^\dagger \right) |n\rangle = E_n \hat{a}^\dagger |n\rangle. \quad (2.24)$$

Usando las relaciones de conmutación de la ecuación (2.17) podemos reescribir estas ecuaciones como

$$\hbar\omega \left[(\hat{a}^\dagger \hat{a} - \hat{a}^\dagger) + \frac{1}{2} \hat{a} \right] |n\rangle \quad (2.25)$$

o bien

$$\hbar\omega \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) (\hat{a}^\dagger |n\rangle) = (E_n + \hbar\omega) (\hat{a}^\dagger |n\rangle) \quad (2.26)$$

el cual es un problema de eigenvalores para el segundo eigenestado ($\hat{a}^\dagger |n\rangle$) con el eigenvalor de energía $E_n + \hbar\omega$. Ahora se hace evidente por que es llamado operador de creación, crea un cuanto

de energía $\hbar\omega$. Esto puede también interpretarse como la creación por \hat{a}^\dagger de un fotón de energía $\hbar\omega$.

De manera similar, al aplicar el operador \hat{a} a la ecuación (1.0.23) y usando la relación de conmutación obtenemos

$$\hat{H}(\hat{a}|n\rangle) = (E_n - \hbar\omega)(\hat{a}|n\rangle) \quad (2.27)$$

el operador \hat{a} destruye o aniquila un cuanto de energía o un fotón, el eigenestado $(\hat{a}|n\rangle)$ posee el eigenvalor de energía $E_n - \hbar\omega$. Puede repetirse el procedimiento de aplicar el operador \hat{a} sobre la ecuación (2.27) obteniendo pérdidas de energía en múltiplos enteros de $\hbar\omega$. Pero en el oscilador armónico la energía debe ser siempre positiva y tomar el eigenvalor de energía más bajo, $E_0 > 0$, con el correspondiente eigenestado $|0\rangle$ tal que

$$\hat{H}(\hat{a}|0\rangle) = (E_0 - \hbar\omega)(\hat{a}|0\rangle) = 0 \quad (2.28)$$

dado que

$$\hat{a}|0\rangle = 0. \quad (2.29)$$

Entonces, los eigenvalores para el estado base son:

$$\hat{H}|0\rangle = \hbar\omega \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) |0\rangle = \frac{1}{2} \hbar\omega |0\rangle \quad (2.30)$$

el eigenvalor de energía más bajo es el también llamado energía del punto cero $\hbar\omega/2$.

Como $E_{n+1} = E_n + \hbar\omega$, los eigenvalores de la energía son

$$E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right), n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.31)$$

Estos niveles de energía están mostrados en la figura 2.1

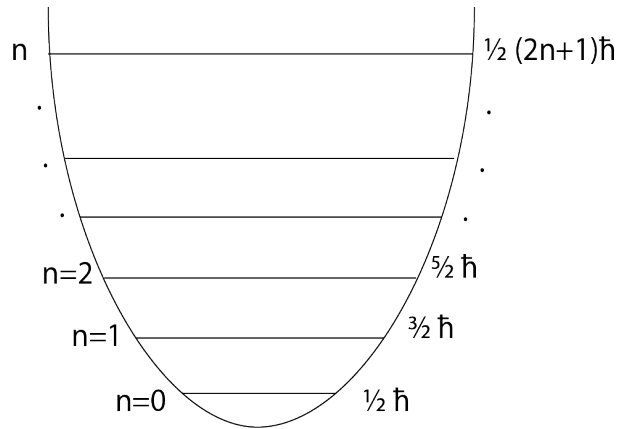


Fig. 2.1: Niveles de energía de un oscilador armónico cuántico de frecuencia ω [4]

Así, para el operador de número $\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$ se tiene

$$\hat{n}|n\rangle = n|n\rangle. \quad (2.32)$$

Estos estados deben estar normalizados de acuerdo a $\langle n|n\rangle = 1$. Para el estado $\hat{a}|n\rangle$ se tiene

$$\hat{a}|n\rangle = C_n|n-1\rangle \quad (2.33)$$

donde C_n es una constante a ser determinada. Entonces el producto interno de $\hat{a}|n\rangle$ consigo mismo es

$$(\langle n|\hat{a}^\dagger)(\hat{a}|n\rangle) = \langle n|\hat{a}^\dagger\hat{a}|n\rangle = n = \langle n-1|C_n^*C_n|n-1\rangle = |C_n|^2 \quad (2.34)$$

se concluye de ese modo que $|C_n|^2 = n$, podemos tomar entonces $C_n = \sqrt{n}$. Por consiguiente

$$\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle. \quad (2.35)$$

de manera similar se puede encontrar que

$$\hat{a}^\dagger|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle \quad (2.36)$$

De este último resultado se puede mostrar que el número de estados $|n\rangle$ puede ser generado del estado base $|0\rangle$ por la repetida acción del operador de creación \hat{a}^\dagger

$$|n\rangle = \frac{(\hat{a}^\dagger)^n}{\sqrt{n!}}|0\rangle. \quad (2.37)$$

Dado que \hat{H} y \hat{n} son operadores hermitianos, los estados de diferente número son ortogonales, es decir, $\langle n'|n\rangle = \delta_{nn'}$ y además el número de estados forman un conjunto completo, lo que significa

$$\sum_{n=0}^{\infty} |n\rangle\langle n| = 1. \quad (2.38)$$

La única matriz no cero de elementos de operadores de aniquilación y creación es:[9,10]

$$\langle n-1|\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}\langle n-1|n-1\rangle = \sqrt{n} \quad (2.39)$$

$$\langle n+1|\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n+1}\langle n+1|n+1\rangle = \sqrt{n+1} \quad (2.40)$$

Capítulo 3

Funcionamiento de cristales SPDC tipo I y tipo II

Para poner un ejemplo de los tipos de campos que se obtienen fácilmente con la tecnología actual, considérese que una buena lente puede enfocar un láser en un spot con un diámetro de unas $2.54 \mu\text{m}$, lo cual corresponde a un área de unos 10^{-9} m^2 . Un impulso de 200 Mw, procedente, por ejemplo, de un láser de rubí, produciría entonces una densidad de flujo de $20 \times 10^{16} \text{ W/m}$. Se deduce entonces que la amplitud del campo eléctrico correspondiente viene dada por:[1]

$$E_0 = 27.4V/m \left(\frac{1}{n} \right)^{1/2}$$

En este caso particular, para $n \approx 1$, la amplitud del campo es de alrededor de unos $1,2 \times 10^8 \text{ V/m}$. Esto es mas que suficiente para la ruptura en aire (unos $3 \times 10^6 \text{ V/m}$) y unos órdenes de magnitud menor que los campos típicos que mantienen unido a un cristal, siendo este aproximadamente el mismo que el campo de cohesión del electrón en un átomo de hidrógeno ($5 \times 10^{11} \text{ V/m}$). La disponibilidad de estos y aún mayores campos (10^{12} V/m) ha hecho posible una amplia gama de nuevos e importantes fenómenos y dispositivos no lineales. Limitaremos este análisis a varios fenómenos no lineales asociados con medios pasivos (es decir, medios que actúan esencialmente como catalizadores sin poner de relieve sus propias frecuencias características). Consideremos, concretamente, la rectificación óptica, la generación óptica de armónicos, la mezcla de frecuencias y autoenfoco de la luz. Por el contrario, los espaciamientos Raman, Rayleigh y Brillouin estimulados representan fenómenos ópticos no lineales que aparecen en medios activos que imponen sus frecuencias características en la onda luminosa. [1]

El campo electromagnético de una onda luminosa que se propaga a través de un medio ejerce una fuerza en los electrones débilmente ligados, exteriores o de valencia. Por lo general, estas fuerzas son muy pequeñas y, en un medio lineal isótropo, la polarización eléctrica resultante es paralela y directamente proporcional al campo aplicado. En efecto, la polarización sigue al campo; si este es armónico, aquella será armónica también. Por lo tanto, puede escribirse

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \tag{3.1}$$

donde χ es un tensor sin dimensiones denominado susceptibilidad eléctrica y una representación gráfica de \vec{P} frente a \vec{E} es una línea recta. Naturalmente, en el caso extremo de campos muy

altos, es de esperar que P se sature, en otras palabras, simplemente no puede aumentar lineal e indefinidamente con E (como es sabido con los materiales ferromagnéticos, donde el momento magnético se satura a valores bastante bajos de H). Entonces podemos anticipar un aumento gradual de la omnipresente, aunque generalmente despreciable, no linealidad cuando E aumenta. Como las direcciones de P y E coinciden en el caso más simple de un medio isótropo, podemos expresar la polarización mas efectivamente como un desarrollo en serie:

$$\bar{P} = \epsilon_0(\chi\bar{E} + \chi_2\bar{E}^2 + \chi_3\bar{E}^3 + \dots) \quad (3.2)$$

La susceptibilidad lineal usual χ es mucho mayor que los coeficientes de los términos no lineales χ_2, χ_3 , etc. Por consiguiente, los últimos contribuyen notablemente sólo con campos de alta amplitud. Las susceptibilidades no lineales funcionan cuando el campo es grande o cuando el material se construye para hacerlas grandes y no necesitar un campo muy intenso. Ahora supongamos que una onda luminosa de la forma

$$E = E_0 \sin \omega t$$

incide en el medio. La polarización eléctrica resultante

$$P = \epsilon_0 \chi E_0 \sin \omega t + \epsilon_0 \chi_2 E_0^2 \sin^2 \omega t + \epsilon_0 \chi_3 E_0^3 \sin^3 \omega t \dots \quad (3.3)$$

se puede reescribir como

$$P = \epsilon_0 \chi E_0 \sin \omega t + \frac{\epsilon_0 \chi_2}{2} E_0^2 (1 - \cos 2\omega t) + \frac{\epsilon_0 \chi_3}{4} E_0^3 (3 \sin \omega t - \sin 3\omega t) \quad (3.4)$$

Conforme la onda armónica luminosa atraviesa el medio, crea lo que podría considerarse como una onda armónica de polarización, es decir, una redistribución ondulatoria de la carga dentro del material en respuesta al campo. Si los términos lineales fueran efectivos, la onda de polarización eléctrica correspondería a una corriente oscilatoria junto con la luz incidente. La luz nuevamente vuelve a radiar de ahí en adelante en tal proceso que correspondería a la onda refractada usual, que se propaga generalmente con una velocidad reducida (v) y que tiene la misma frecuencia que la luz incidente. Por el contrario, la presencia de términos de orden superior en la ecuación (3.3) implica que la onda de polarización ciertamente no tenga el mismo perfil armónico que el campo incidente. En efecto, la ecuación (3.4) puede compararse con una representación en serie de Fourier del perfil distorsionado de $P(t)$.

Rectificación óptica

El segundo termino de la ecuación (3.4) tiene dos componentes de gran interés. Primero, hay un termino de nivel de polarización constante que varia como E_o^2 . En consecuencia, si un rayo intenso polarizado en un plano atraviesa el cristal apropiado (piezoelectrico), la presencia de la no linealidad eléctrica se manifestará, en parte, por una polarización eléctrica constante del medio. Por lo tanto, en el cristal aparecerá una diferencia de voltaje, proporcional a la densidad de flujo del rayo, este efecto, en analogía con su replica en radiofrecuencia, se denomina rectificación óptica.

Generación de armónicos

El termino $\cos 2\omega t$ ecuación (3.4) corresponde a una variación de la polarización eléctrica que es igual al doble de la frecuencia fundamental, es decir, al doble de la de la onda incidente. La luz que vuelve a radiar que aparece de los osciladores forzados, tiene también una componente de esta misma frecuencia, 2ω , así que el proceso se denomina generación de segundo armónico o GSA para

abreviar. En términos de la representación de fotones, podemos visualizar dos fotones idénticos de energía $\hbar\omega$ que se funden con el medio para formar un solo fotón de energía $2\hbar\omega$. Peter A. Franken y varios colegas de la universidad de Michigan, fueron los primeros en 1961 en observar experimentalmente la GSA. Ellos enfocaron un pulso de luz roja (643.3 nm) de 3 KW de un laser de rubí sobre un cristal de cuarzo. Aproximadamente una parte en 10^8 de esta onda incidente se convirtió en el segundo armónico de 347.15 nm en el ultravioleta.[1]

Para un material determinado, si $P(E)$ es una función impar, es decir, si al invertir la dirección del campo E simplemente cambia la dirección de P , las potencias pares de E en la ecuación (3.2) deben desaparecer. Esto es precisamente lo que sucede en un medio isótropo tal como vidrio, agua (no hay direcciones particulares en un líquido). Además en cristales como la calcita, están estructurados de tal forma que tienen lo que se conoce como centro de simetría o centro de inversión, una inversión de todos los ejes coordenados debe dejar inalteradas las interrelaciones entre las cantidades físicas. Por lo tanto, no pueden producirse armónicos pares con materiales de esta clase. Sin embargo, puede darse la generación de tercer armónico (GTA) como se ha observado, por ejemplo, en la calcita. El requisito para GSA de que un cristal no tenga simetría de inversión es también necesario para que sea piezoeléctrico. Bajo presión, un cristal piezoeléctrico [tal como cuarzo, dihidrógeno fosfato de potasio (KDP) o hidrógeno fosfato amónico (ADP)] sufre una distorsión simétrica de su distribución de cargas produciendo entonces un voltaje. De las 32 clases de cristales, 20 son de este tipo y pueden, por lo tanto, ser útiles en GSA. La expresión escalar simple ecuación (3.2) no es en realidad adecuada de un cristal dieléctrico típico. Las cosas son bastante más complejas por que las componentes del campo en numerosas direcciones diferentes en un cristal pueden afectar a la polarización eléctrica en cualquier dirección. Un análisis exhaustivo requiere que P y E estén relacionados, no por un escalar simple, sino por un grupo de cantidades dispuestas en la forma particular de un tensor, en concreto el tensor de susceptibilidad.

Una dificultad notable que aparece en la generación de cantidades abundantes de luz de segundo armónico surge de la dependencia del índice de refracción con la frecuencia, es decir, de la dispersión. En algún punto inicial, donde la onda incidente ω genera la onda de segundo armónico o 2ω , las dos son coherentes. Conforme la onda ω se propaga a través del cristal, continúa generando contribuciones adicionales de luz de segundo armónico, que se combinan totalmente en forma constructiva sólo si mantienen una relación de fase apropiada. Sin embargo, la onda ω viaja con una velocidad de fase, v_ω , que es generalmente diferente de la velocidad de fase $v_{2\omega}$, de la onda 2ω . Entonces, el segundo armónico recién emitido se desfasa periódicamente con algunas de las ondas 2ω generadas anteriormente. Al calcular la irradiancia del segundo armónico, $I_{2\omega}$. Que emerge de una placa de espesor l esta resulta ser:[1]

$$I_{2\omega} = \frac{\sin^2[2\pi(n_\omega - n_{2\omega})l/\lambda_0]}{(n_\omega - n_{2\omega})^2} \quad (3.5)$$

Con n_ω y $n_{2\omega}$ los índices de la onda ordinaria y de segundo armónico respectivamente, como se ve en la figura 3.1.

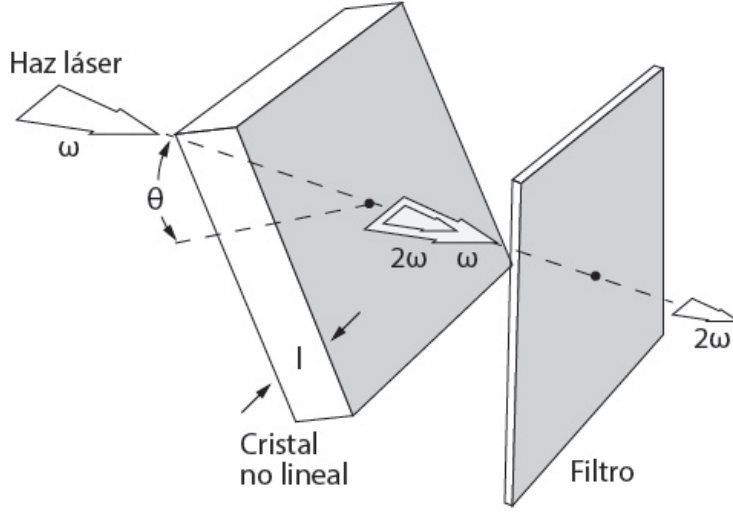


Fig. 3.1: Haz láser incidiendo en el cristal no lineal

El resultado es que $I_{2\omega}$, tiene su máximo valor cuando $l = l_c$ donde

$$l_c = \frac{1}{4} \frac{\lambda_0}{|n_\omega - n_{2\omega}|}$$

se trata de lo que comúnmente se denomina longitud de coherencia siendo, por lo general, del orden de tan solo unas $20\lambda_0$). A pesar de esto, se puede obtener una GSA eficaz mediante un procedimiento llamado acoplamiento de índices, que anula los efectos indeseables de la dispersión; en resumen, se actúa de tal manera que $n_\omega = n_{2\omega}$. [6]

3.1 Fuentes de fotones: Conversión Paramétrica Espontánea Descendente.

Ya hemos discutido, la generación de luz no clásica a través de medios no lineales paraméricamente impulsada, caracterizada por una χ susceptibilidad no lineal de segundo orden χ^2 . En el caso no degenerado, y suponiendo que el campo de bombeo es cuantizado, el hamiltoniano de interacción toma la forma:

$$\hat{H}_1 \sim \chi^2 \hat{a}_p \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_i^\dagger + H.c., \quad (3.6)$$

donde \hat{a}_p es el operador de aniquilación del haz de bombeo y \hat{a}_s^\dagger y \hat{a}_i^\dagger son los operadores de creación de la “señal” y el “testigo”, respectivamente. Las denotaciones “señal” y “testigo” aparecen por razones históricas, no tienen ningún significado especial y son arbitrarias. En el caso más simple un solo fotón del haz de bombeo, típicamente en el rango espectral del ultravioleta, se convierte en dos fotones ópticos, la señal y el testigo inicialmente en los estados de vacío ($|0\rangle_s, |0\rangle_i$):

$$|1\rangle_p |0\rangle_s |0\rangle_i \Rightarrow \hat{a}_p \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_i^\dagger |1\rangle_p |0\rangle_s |0\rangle_i = |0\rangle_p |1\rangle_s |1\rangle_i \quad (3.7)$$

El proceso es espontáneo ya que estados virtuales, que no existen realmente en la configuración del cristal, únicamente aparecen al aplicar un campo eléctrico. Tengamos en cuenta que los fotones producidos en los modos de señal y testigo se generan de forma simultánea (algunos femtosegundos de diferencia). La producción simultánea de fotones señal y testigo es clave para las aplicaciones de tales fuentes paramétricas a la prueba fundamental de la mecánica cuántica que se describirá. Para que el proceso de conversión descendente se lleve a cabo, ciertas condiciones deben ser satisfechas, si ω_p , ω_s , y ω_i representan las frecuencias del haz de bombeo, de la señal, y del testigo, respectivamente, la conservación de energía requiere que:

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i \quad (3.8)$$

Además, si k_p , k_s , y k_i representan los números de onda respectivos, entonces debemos tener, dentro del cristal,

$$\hbar k_p = \hbar k_s + \hbar k_i \quad (3.9)$$

Las ecuaciones (3.9) y (3.10) se conocen como las condiciones de “empatamiento de fase” y que se pueden conseguir en ciertos tipos de medios no lineales, en particular aquellos que tienen una χ^2 no nula, tales como los cristales sin centro simétrico, los más utilizados son KDP (KD_2PO_4) y BBO ($\beta - BaB_2O_4$).

Hay, de hecho, dos tipos de proceso de SPDC (conversión paramétrica espontánea descendente). En el tipo I, los fotones señal y testigo tienen la misma polarización, pero estos son ortogonales al haz de bombeo. El hamiltoniano de interacción para este proceso está dado por:

$$\hat{H}_1 = \hbar\eta\hat{a}_s^\dagger\hat{a}_i^\dagger + H.c., \quad (3.10)$$

donde la aproximación paramétrica se ha hecho y donde $\eta \propto \chi^2 E_p$, en donde E_p es la amplitud del campo coherente clásico. La condición de fase de la ecuación (3.10) impone una restricción tal que los fotones señal y testigo (fotones conjugados) deben surgir del cristal en lados opuestos de los conos concéntricos centrados en la dirección del haz de bombeo como se muestra en la Figura 3.2

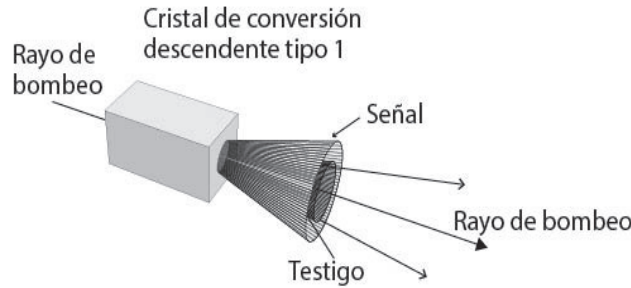


Fig. 3.2: Conversión descendente tipo I. Los fotones del haz de bombeo se convierten en fotones de señal y testigo que emergen del cristal a lo largo de diferentes direcciones. Los fotones señal y testigo tienen polarización idéntica pero ortogonal a la del haz de bombeo. Las posibles direcciones forman un conjunto de conos concéntricos.

Evidentemente hay un número infinito de formas de seleccionar los haces de señal y de testigo, al producirse los fotones en pares diametralmente opuestos, a cada punto del círculo que toma la

cámara CCD le corresponde un punto diametralmente opuesto por ello hay un número infinito de posibilidades de seleccionar los las parejas señal y testigo. Ejemplos se muestran en la Fig 3.3. El hamiltoniano de la ecuación(3.11) en la práctica representa una “post- selección” particular de los momentos de los haces de salida

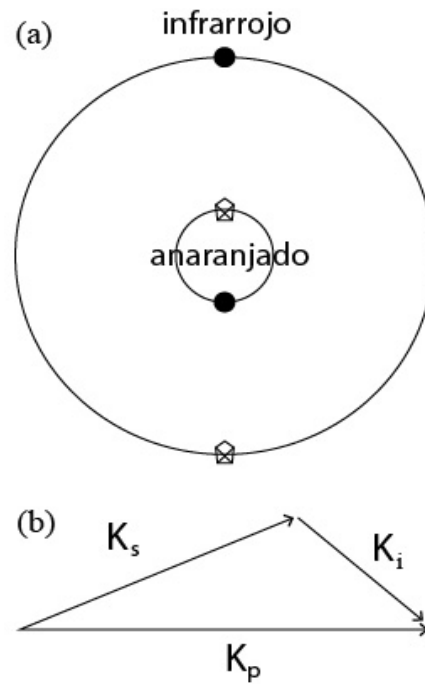


Fig. 3.3: a) La sección transversal de los conos de luz de una conversión paramétrica tipo 1. Los símbolos iguales representan los fotones conjugados que satisfacen la condición de empatamiento de fase. Tenga en cuenta que aquellos en el círculo del medio son degenerados en frecuencia. b) Representación gráfica de la condición de empatamiento de fase.

En la conversión descendente de tipo II, los fotones señal y el testigo tienen polarizaciones ortogonales entre ellos. Debido a los efectos de birrefringencia, los fotones generados son emitidos a lo largo de dos conos, uno para la onda ordinaria (o) y otro para la onda extraordinario (e), como se indica en la figura 3.4 la onda ordinaria se llamara señal y la extraordinaria testigo $\{o,e\}=\{s,i\}$. [9]

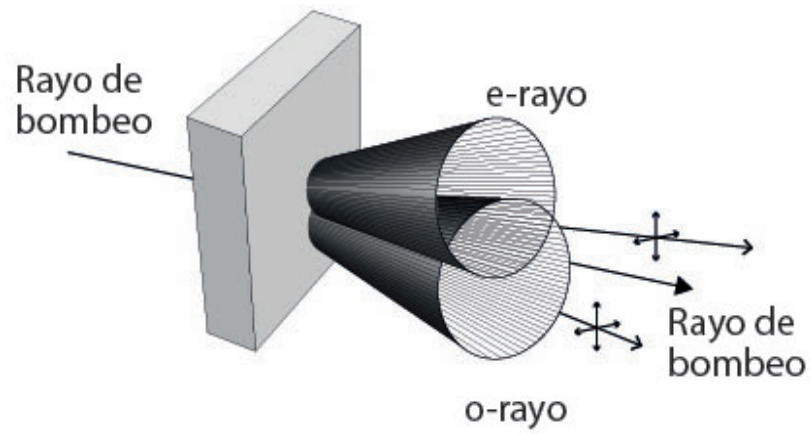


Fig. 3.4: En la conversión descendente tipo II, los fotones señal y el testigo tienen polarizaciones ortogonales. Debido a los efectos de birrefringencia, los fotones generados son emitidos a lo largo de dos conos, uno para la onda ordinaria (o) y otro para la onda extraordinaria (e).

Capítulo 4

Producción de fotones enredados y Desigualdad de Bell

En la de conversión espontánea paramétrica descendente tipo II, la intersección de los conos proporciona un medio para la generación de estados entrelazados en polarización. Utilizamos la notación $|V\rangle$ y $|H\rangle$ para representar estados de un único fotón polarizados vertical y horizontalmente, los conos producidos pueden o no intersectarse como se muestra en la figura 4.1 dependiendo de la configuración del cristal con el haz de bombeo. Si el láser de bombeo y el cristal no lineal forman un ángulo los conos no se intersectan, si el láser incide de forma paralela al eje rápido del cristal los conos se intersectan en dos puntos.

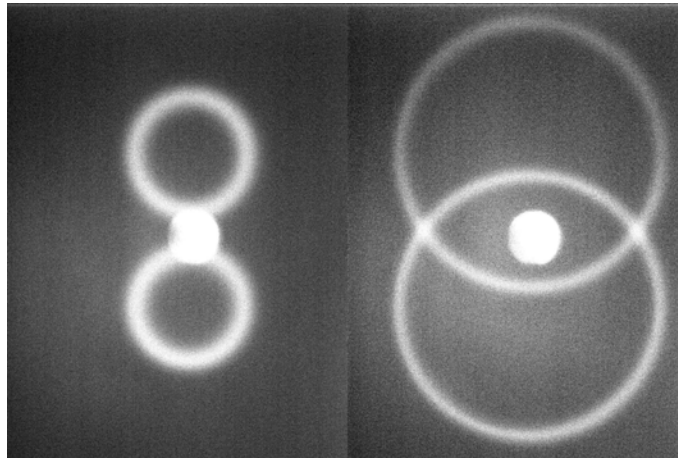


Fig. 4.1: Los conos de luz pueden o no tocarse dependiendo de la configuración del haz de bombeo y el cristal no lineal, dependiendo del ángulo que forman el láser y el eje rápido del cristal.

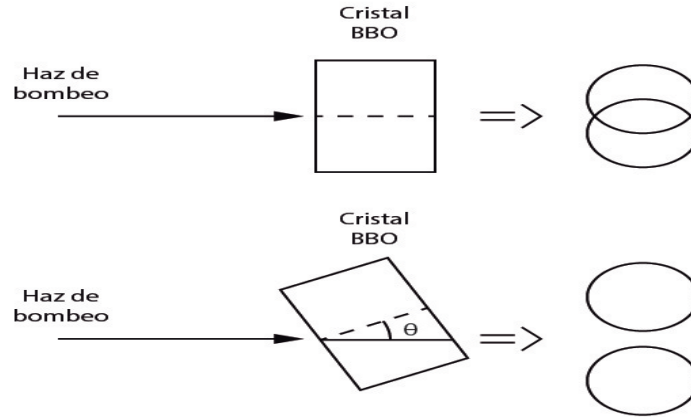


Fig. 4.2: Caricatura, los conos de luz pueden o no tocarse dependiendo de la configuración del haz de bombeo y el cristal no lineal, dependiendo del ángulo que forman el láser y el eje rápido del cristal.

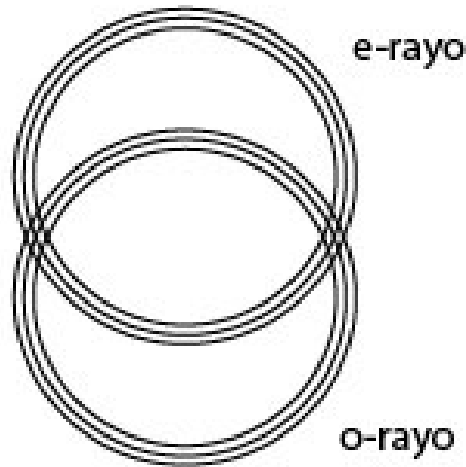


Fig. 4.3: Las intersecciones de los conos para los rayos ordinarios y los rayos extraordinarios son las fuentes de polarización de luz entrelazada. Desde este punto, no es posible saber a partir de cual rayo se obtiene cada fotón. El hamiltoniano en la ecuación 4.1 describe la luz tomada de ambas intersecciones.

El hamiltoniano que describe esto viene dado por:

$$\hat{H}_1 = \hbar\eta(\hat{a}_{V_s}^\dagger \hat{a}_{H_i}^\dagger + \hat{a}_{H_s}^\dagger \hat{a}_{V_i}^\dagger) + H.c., \quad (4.1)$$

donde los operadores $\hat{a}_{V_s}^\dagger$, $\hat{a}_{H_s}^\dagger$, $\hat{a}_{V_i}^\dagger$ y $\hat{a}_{H_i}^\dagger$ son los operadores de creación de fotones con polarización vertical y horizontal de los haces de señal y testigo respectivamente.

Tomemos el estado inicial de los modos de señal y testigo de estar representado por $|\psi\rangle_0 = |\{0\}\rangle$, que es el estado de vacío colectivo, ya sea conversión descendente tipo I o tipo II, en cualquier caso, el vector de estado evoluciona según:

$$|\Psi(t)\rangle = \exp(-it\hat{H}_1/\hbar) |\psi_0\rangle \quad (4.2)$$

Al expandir por serie de Taylor hasta segundo orden, como \hat{H}_1 que no tiene dependencia explícita del tiempo,

$$|\Psi(t)\rangle \approx [1 - it\hat{H}_1/\hbar + \frac{1}{2}(-it\hat{H}_1/\hbar)^2] |\Psi_0\rangle \quad (4.3)$$

Si tenemos en cuenta el SPDC tipo I, luego $|\psi_0\rangle = |0\rangle_s |0\rangle_i$ y \hat{H}_1 cumple la ecuación 3.11, tenemos

$$|\Psi(t)\rangle = (1 - \mu^2/2) |0\rangle_s |0\rangle_i - i\mu |1\rangle_s |1\rangle_i \quad (4.4)$$

donde $\mu = \eta t$. Este vector de estado se normaliza a primer orden en μ y hemos eliminado el término de orden μ^2 que contiene el estado $|2\rangle_s |2\rangle_i$. En el caso de SPDC tipo II con el estado inicial $|\psi_0\rangle = |0\rangle_{V_s} |0\rangle_{H_s} |0\rangle_{V_i} |0\rangle_{H_i}$, tenemos

$$|\Psi(t)\rangle = (1 - \mu^2/2) |0\rangle_{V_s} |0\rangle_{H_s} |0\rangle_{V_i} |0\rangle_{H_i} - i\mu \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle_{V_s} |0\rangle_{H_s} |0\rangle_{V_i} |1\rangle_{H_i} + |0\rangle_{V_s} |1\rangle_{H_s} |1\rangle_{V_i} |0\rangle_{H_i}) \quad (4.5)$$

Definimos ahora los estados de polarización vertical y horizontal de fotones individuales en el vacío como $|0\rangle := |0\rangle_V |0\rangle_H$, $|V\rangle := |1\rangle_V |0\rangle_H$, y $|H\rangle := |0\rangle_V |1\rangle_H$, por lo que podemos escribir

$$|\Psi(t)\rangle = (1 - \mu^2/2) |0\rangle_s |0\rangle_i - i\mu (|V\rangle_s |H\rangle_i + |H\rangle_s |V\rangle_i) \quad (4.6)$$

El estado en el segundo período, que al ser normalizado

$$|\Psi\rangle^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (|V\rangle_s |H\rangle_i + |H\rangle_s |V\rangle_i) \quad (4.7)$$

es un miembro de un conjunto de cuatro estados conocidos como estados de Bell. El conjunto completo de estados de Bell es:[8]

$$\begin{aligned} |\Psi^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|H_i\rangle |V_s\rangle \pm |V_i\rangle |H_s\rangle) \\ |\Phi^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|H_i\rangle |H_s\rangle \pm |V_i\rangle |V_s\rangle) \end{aligned} \quad (4.8)$$

4.1 Desigualdad de Bell

En 1964 John Bell publicó sus famosas desigualdades [4], mostrando que la mecánica cuántica y las teorías de variables ocultas locales son matemáticamente incompatibles. Bell mostró que en el Gedankenexperiment de Bohm. Ninguna teoría de variables ocultas locales pueden producir todas las predicciones estadísticas de la mecánica cuántica.[11]

Bell sugirió una generalización de la paradoja EPR/ Bohm (EPRB): en lugar de orientar los detectores en la misma dirección, el propuso que rotaran independientemente. El primer detector

mide la componente del espín del primer átomo en la dirección de un vector unitario \vec{a} y el segundo mide el espín del segundo átomo a lo largo de la dirección \vec{b} . Se usarán unidades de $\hbar/2$, por lo que cada detector registrará +1 ó -1 a lo largo de la dirección en cuestión.

Bell propuso calcular el valor promedio del producto de los espines para un conjunto dado de orientaciones de los detectores. Llámese a este promedio $P(\vec{a}, \vec{b})$. Si los detectores son paralelos $\vec{a} = \vec{b}$, se recupera la configuración EPRB; en este caso es un espín hacia arriba y uno hacia abajo, de la forma que el producto siempre es -1 y, por lo tanto, el promedio es:[2]

$$P(\vec{a}, \vec{a}) = -1 \quad (4.9)$$

De la misma manera, para el caso anti-paralelo se tiene:

$$P(\vec{a}, -\vec{a}) = +1 \quad (4.10)$$

Se puede deducir que para orientaciones arbitrarias [8]

$$P(\vec{a}, \vec{b}) = -\vec{a} \cdot \vec{b}. \quad (4.11)$$

Lo que Bell descubrió es que este resultado es incompatible con cualquier teoría de variables ocultas locales.

El argumento es muy simple. Supongamos que el estado "completo" del sistema esta caracterizado por la variable oculta λ . Supóngase que la medida de la partícula 1 es independiente de la medida de la partícula 2. (Es decir asumimos la localidad). Luego, existe una función $A(a, \lambda)$ que da el resultado de la partícula 1 y una función $B(b, \lambda)$ para la medida del partícula 2.

Estas funciones solo pueden tomar los valores ± 1 :

$$A(\vec{a}, \lambda) = \pm 1 \quad B(\vec{b}, \lambda) = \pm 1 \quad (4.12)$$

Cuando los detectores están en los máximos de cuentas individuales, el resultado está perfectamente anti-correlacionado:

$$A(\vec{a}, \lambda) = -B(\vec{b}, \lambda) \quad (4.13)$$

Para toda λ . Ahora, el promedio del producto de las medidas es:

$$P(\vec{a}, \vec{b}) = \int \rho(\lambda) A(\vec{a}, \lambda) B(\vec{b}, \lambda) d\lambda \quad (4.14)$$

Donde $\rho(\lambda)$ es la densidad de probabilidad de la variable oculta. Por la ecuación A=-B se puede eliminar B:

$$P(\vec{a}, \vec{b}) = - \int \rho(\lambda) A(\vec{a}, \lambda) A(\vec{b}, \lambda) d\lambda \quad (4.15)$$

Si \vec{c} es otro vector unitario,

$$P(\vec{a}, \vec{b}) - P(\vec{a}, \vec{c}) = - \int \rho(\lambda) [A(\vec{a}, \lambda) A(\vec{b}, \lambda) - A(\vec{a}, \lambda) A(\vec{c}, \lambda)] d\lambda \quad (4.16)$$

Como $|A(\vec{a}, \lambda)|^2 = 1$;

$$P(\vec{a}, \vec{b}) - P(\vec{a}, \vec{c}) = - \int \rho(\lambda)[1 - A(\vec{b}, \lambda)A(\vec{c}, \lambda)]A(\vec{a}, \lambda)A(\vec{b}, \lambda)d\lambda \quad (4.17)$$

Pero de la ecuación $A(a, \lambda) = \pm 1$; $B(b, \lambda) = \pm 1$ se sigue que $-1 \leq A(a, \lambda)A(b, \lambda) \leq +1$; además $\rho(\lambda)[1 - A(b, \lambda)A(c, \lambda)] \geq 0$, entonces

$$P(\vec{a}, \vec{b}) - P(\vec{a}, \vec{c}) \leq - \int \rho(\lambda)[1 - A(\vec{b}, \lambda)A(\vec{c}, \lambda)]d\lambda \quad (4.18)$$

De manera más simple:

$$|P(\vec{a}, \vec{b}) - P(\vec{a}, \vec{c})| \leq 1 \leq 1 + P(\vec{b}, \vec{c}) \quad (4.19)$$

esta es la famosa desigualdad de Bell. Y se cumple para cualquier teoría de variables ocultas locales.

Sin embargo es fácil mostrar que esta desigualdad es incompatible con las predicciones de la mecánica cuántica. De esta manera Bell probó que cualquier teoría de variables ocultas locales es incompatible con la mecánica cuántica.[10,12,13]

4.2 Desigualdad de Bell CHSH

Poco después en 1969, Clauser, Horne, Shimony y Holt (CHSH) generalizaron la desigualdad derivada por Bell a una forma que nos permita probar experimentalmente la mecánica cuántica contra el teorema de Bell. Ellos, con base en el teorema de Bell, definen un parámetro S que para toda teoría de variables ocultas se tiene que:

$$|S| \leq 2 \quad (4.20)$$

El parámetro S se define como:

$$S = E(a, b) + E(a, b') + E(a', b) - E(a', b') \quad (4.21)$$

Donde a,b,a' , b' son 4 modos de detección diferentes. E(a,b) es el factor de correlación entre lo detectado entre a y b. Por eso es que la medida de la correlación es fundamental para una prueba de esta desigualdad.

En varios laboratorios alrededor del mundo se realizaron intentos para probar la desigualdad de Bell en la forma CHSH, pero no fue hasta 1981 cuando Aspect, Grangier y Roger hacen las primeras pruebas encontrando una violación a la desigualdad de Bell y un año después encuentran otra más.[2,1]

Capítulo 5

Detección de conos de luz

El primer paso en el proceso experimental fue encontrar los conos de luz producidos por el cristal BBO tipo II, para tener una visión más clara de los mismos.

En este experimento se usó un láser azul violeta de 405 nm de longitud de onda y polarizado verticalmente, que incide en un cristal no lineal BBO tipo II, del cristal salen dos conos de luz infrarroja, uno con polarización horizontal y uno con polarización vertical, ambos de 810 nm de longitud de onda por tanto invisibles a simple vista. Para tener una imagen de estos conos usamos una cámara CCD que permite visualizar esta y otras longitudes de onda, se tomaron una serie de fotografías de los conos para apreciar mejor el fenómeno.

En este experimento se usó la cámara CCD “CoolSnap *ES*²”, empezamos colocando el láser alineado con el cristal BBO y la cámara CCD a una distancia de aproximadamente 1 m y con un filtro de 810 nm, de las especificaciones del cristal obtuvimos que la separación de los conos es de 5° respecto al eje rápido del cristal, por lo que procedimos a colocar la cámara a 5° del eje de alineación, sobre el camino óptico se colocó una lente biconvexa (3.81 cm de distancia focal) a 90 cm del cristal, entre la lente y el CCD había solo 10 cm. Empezamos a sondear el espacio en busca de los conos de luz.

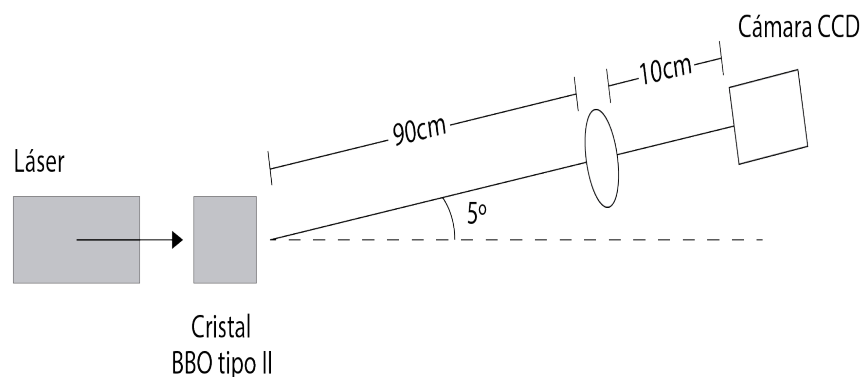


Fig. 5.1: Diagrama del arreglo montado para observar los conos

Tras mapear el espacio por un tiempo notamos que en ciertos lugares aparecían una especie de círculos de luz que resaltaban de entre el ruido de la cámara, así que se procedió a rastrear la procedencia de los mismos, esto nos llevo cada vez mas cerca de nuestro cristal BBO, pero aun así eran muy tenues para dar fe de que se trataba de los conos de luz.

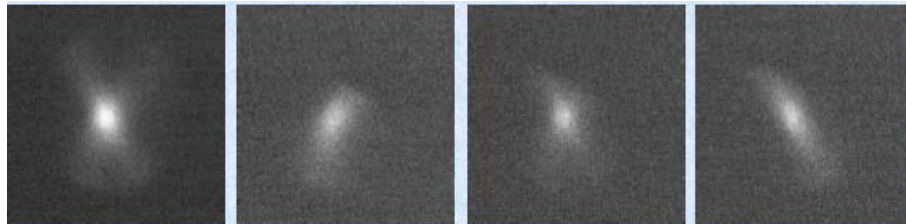


Fig. 5.2: Primeras imágenes tomadas al buscar los conos

Con la idea de aclarar que nuestros “círculos” eran lo que estábamos buscando decidimos hacer un caso extremo en el que todos los componentes estuvieran lo mas cerca posible uno del otro para corregir la imagen, así que montamos el arreglo siguiente:

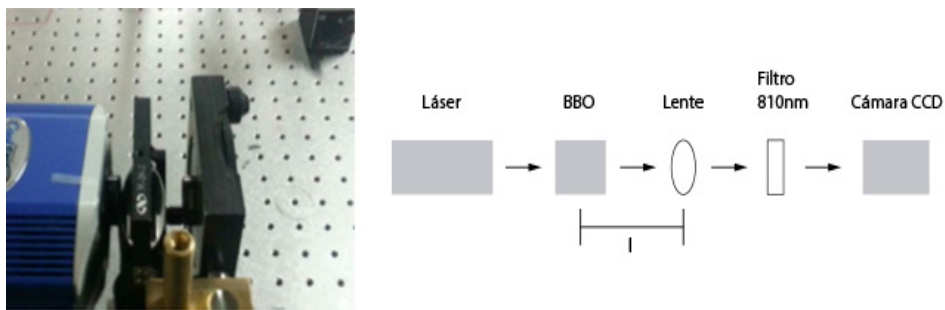


Fig. 5.3: Arreglo experimental montado para tomar el cono de luz

Con el arreglo mencionado se tomo una foto que comprobó que teníamos los conos de luz en posición vertical tal y como se muestra en la imagen

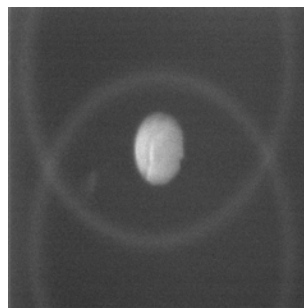


Fig. 5.4: Primeras imágenes tomadas al buscar los conos

Colocando todos los componentes ortogonalmente entre si para obtener mayor nitidez y agregando un polarizador procedimos a tomar una serie de fotografías para analizar la polarización de los conos de luz.

Para analizar los conos colocamos el polarizador entre la cámara CCD y la lente, girando el polarizador a ángulos de 0, 45 y 90 grados y tomando una fotografía para cada ángulo.

Las fotografías tomadas con la cámara CCD de los conos de luz girando el polarizador se muestran en la figura 5.5. Sin polarizador se obtienen ambos conos con una intensidad semejante (figura 5.5 a)). Al colocar el polarizador a 0 grados (horizontal) se observó cómo el cono inferior desaparece casi por completo, indicando entonces que tiene polarización vertical, mientras que el cono superior no tiene cambio alguno (figura 5.5 b)). Al girar el polarizador a 45 grados se aprecia notablemente la disminución de ambas intensidades en ambos conos, reafirmando que uno tiene polarización vertical y el otro polarización horizontal, y por tanto con el polarizador a este ángulo ambos conos deben verse afectados a reducir su intensidad (figura 5.5 c)). Finalmente al ajustar el polarizador a 90 grados (vertical) es ahora el cono superior el que desaparece permaneciendo solo el inferior (figura 5.5 d)). Deduciendo entonces que el cono de luz superior tiene polarización horizontal y el cono inferior solo polarización vertical.

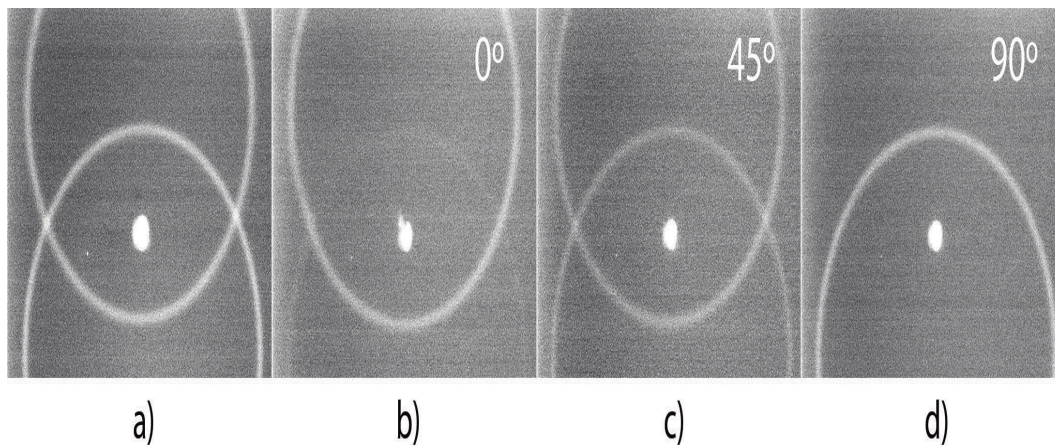


Fig. 5.5: En la figura vemos lo siguiente: a) sin polarizador, b) con polarizador a cero grados, c) con polarizador a 45 grados, d) con polarizador a 90 grados

Una forma cualitativa de observar la disminución de los conos de luz al pasar por el polarizador es mediante un software de análisis de imágenes, en este trabajo se uso imageJ para analizar las imágenes, podemos observar las intensidades de luz.

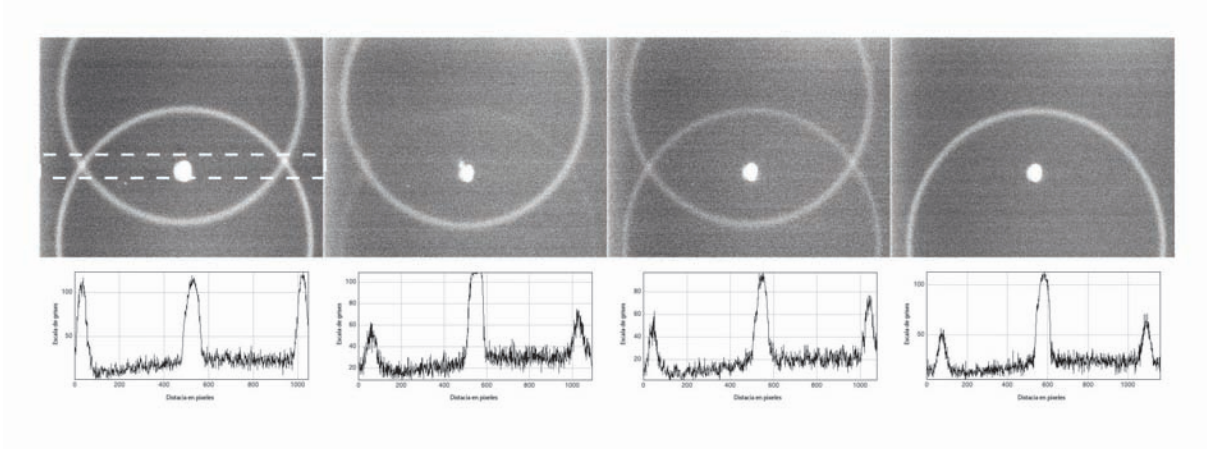


Fig. 5.6: En la figura vemos lo siguiente: a) sin polarizador, b) con polarizador a cero grados, c) con polarizador a 45 grados, d) con polarizador a 90 grados, observamos que los conos obedecen las leyes de los polarizadores. Las gráficas inferiores corresponden al promedio de las secciones transversales tomadas en la región de las intersecciones de los conos.

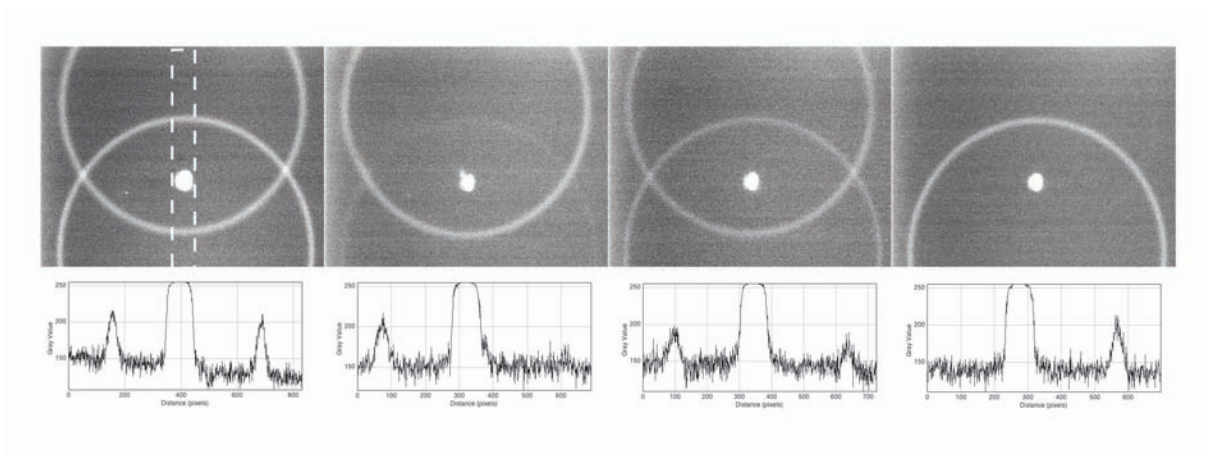


Fig. 5.7: En la figura vemos lo siguiente: a) sin polarizador, b) con polarizador a cero grados, c) con polarizador a 45 grados, d) con polarizador a 90 grados, observamos que los conos obedecen las leyes de los polarizadores. Las gráficas inferiores corresponden al promedio de las secciones verticales tomadas en la región de las líneas punteadas, en esta sección se aprecia claramente la disminución de uno de los conos según la orientación del polarizador.

Al tener el spot del láser siempre en la imagen el programa toma como 100% de intensidad esos puntos y escala todos los demás puntos con esa referencia, así podemos observar cualitativamente como los conos de luz obedecen las leyes de los polarizadores clásicos.

Capítulo 6

Obteniendo estados enredados experimentalmente

Como hemos visto en el capítulo anterior tenemos bien identificados los conos de luz que se producen por nuestro cristal BBO, sabemos donde debemos encontrar los cruces de conos y que polarización tiene cada cono de luz. Procedemos entonces a colocar nuestro arreglo experimental que consta de lo siguiente: láser azul violeta de 405 nm de longitud de onda con polarización vertical que incide en un cristal no lineal BBO tipo II, se colocan los detectores APD en modo Geiger conectados por fibras ópticas a los colectores (previamente alineados) frente de cada colector, colocamos un filtro de 810 nm a nivel del láser en las intersecciones de los conos (calibrados al máximo de cuentas individuales) para ello se usa un software de conteo de fotones colocando una ventana temporal de 30 ns (lo máximo que puede nuestra electrónica) y con un tiempo de muestra de 1 s, es importante señalar que en este momento se debe alinear de tal manera que ambos detectores tomen igual número de cuentas individuales por segundo, es decir tengan cuantas simétricas de fotones para asegurar un resultado satisfactorio. Si dos fotones son detectados en cada brazo del experimento con una diferencia de tiempo menor a 30 ns, entonces decimos que tenemos una coincidencia.

Una vez realizada esta parte se colocan polarizadores antes de los detectores y se hace una prueba de coincidencias para combinaciones de ángulos, pueden ser cualquier combinación de ángulos pero los más relevantes serán las siguientes combinaciones 0-0, 90-90, 45-45, 0-90, y 90-0, ya que estas combinaciones de ángulos nos dan información importante, la combinación 0-0 y 90-90 deberían tener 0 coincidencias así que las coincidencias tomadas en esta combinación serán ruido, para las combinaciones 45-45, 0-90 y 90-0 sabremos cuanta información (fotones producidos) con alta probabilidad de ser un estado enredado está llegando a los detectores, el diagrama del arreglo experimental es el siguiente:

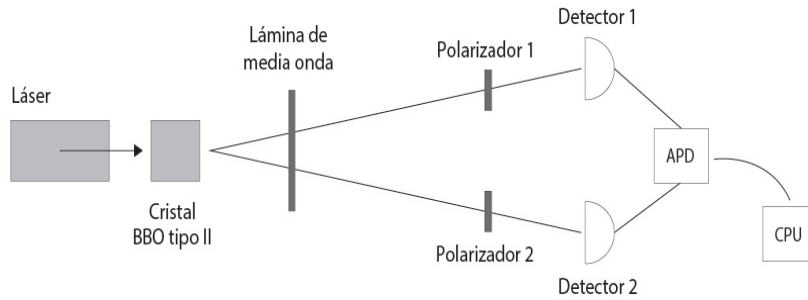


Fig. 6.1: Arreglo experimental montado para medir coincidencias, los detectores están situados en las intersecciones de los conos de luz infrarroja

En la tabla se muestran las coincidencias para cada uno de los ángulos. Esperamos un máximo de coincidencias para las ángulos 45-45,0-90 y 90-0 ya que pasaran fotones de ambos conos mientras que esperamos un mínimo de coincidencias para las combinaciones 90-90, 0-0, ya que sólo pasan o fotones verticales o fotones horizontales.

Polarizador 1	Polarizador 2	Coincidencias
0	90	2500
90	0	2700
45	45	1100
0	0	50
90	90	50

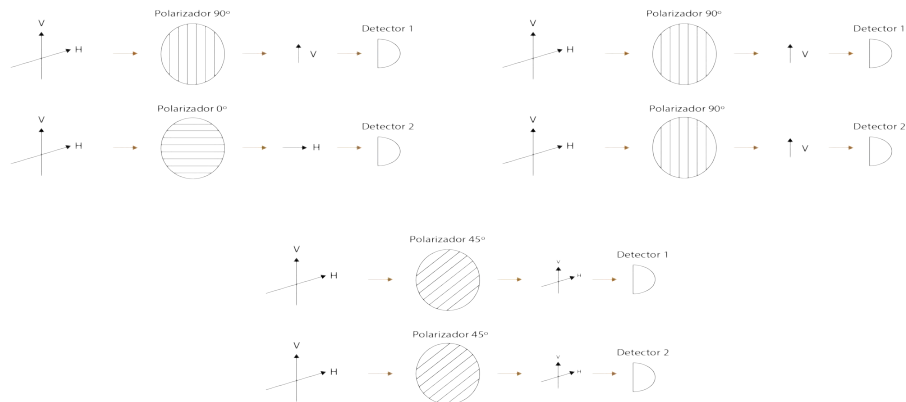


Fig. 6.2: Al llegar la luz a los polarizadores sólo pasa una de las componentes, ya sea la vertical o la horizontal, en el caso de polarizador a 45 grados pasa un poco de ambas componentes de la luz.

En la referencia [14], se proponen una serie de ángulos bajo los cuales podemos tener una violación de la desigualdad de Bell CHSH, definiendo el parámetro S de la siguiente manera:

$$S = E(\theta_1, \theta_2) + E(\theta'_1, \theta_2) + E(\theta_1, \theta'_2) - E(\theta'_1, \theta'_2) \tag{6.1}$$

donde cada una de los parámetros E están dados por:

$$E(\theta_1, \theta_2) = \frac{C(\theta_1, \theta_2) + C(\theta_1^\perp, \theta_2^\perp) - C(\theta_1, \theta_2^\perp) - C(\theta_1^\perp, \theta_2)}{C(\theta_1, \theta_2) + C(\theta_1^\perp, \theta_2^\perp) + C(\theta_1, \theta_2^\perp) + C(\theta_1^\perp, \theta_2)} \tag{6.2}$$

Cada una de los parámetros $C(\theta_i, \theta_j)$ son el número de coincidencias medidas en los ángulos $\theta_i, \theta_j, \theta_i^\perp$ es el ángulo θ más 90 grados y $\theta'_i = \theta_i + 45$ grados, así que colocamos nuestros polarizadores en los ángulos sugeridos y procedemos a hacer una prueba de la desigualdad de Bell CHSH.[15]

Al realizar la prueba obtenemos un valor de $|S|= 1.053$ que es menor a 2 y por tanto no tenemos enredamiento.

Esto se debe a que aún no hay un estado enredado y es por que existe un desfase $e^{i\alpha}$ entre los fotones producidos debido a efectos de birrefringencia en el cristal, uno de los fotones producidos se atrasa con respecto del otro, esto sucede en promedio en la mitad del cristal BBO, para compensar este desfase se necesitan un par de cristales BBO tipo II idénticos al cristal productor pero de la mitad de longitud, de esta forma empatarán de nuevo los fotones producidos y la fase α será cero, los cristales BBO se colocarán a lo largo del camino óptico de cada uno de los cruces de los conos y estarán con su eje de producción rotado 90° respecto del eje del cristal productor, así sólo retardará uno de los fotones ya sea el horizontal o el vertical.

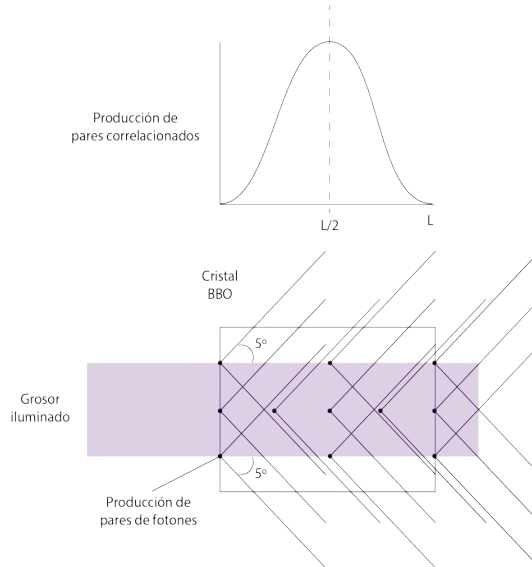


Fig. 6.3: Cada fotón se divide en dos fotones, uno polarizado verticalmente y uno horizontalmente, uno de los dos fotones atraviesa el cristal a menor velocidad debido a que es un material birrefringente.

Procedemos entonces a colocar los cristales que compensaran la fase, por lo mismo los llamaremos cristales compensadores, colocamos también un par de polarizadores y una lámina de media onda, el arreglo experimental se aprecia en el siguiente esquema:

Esquema del arreglo experimental

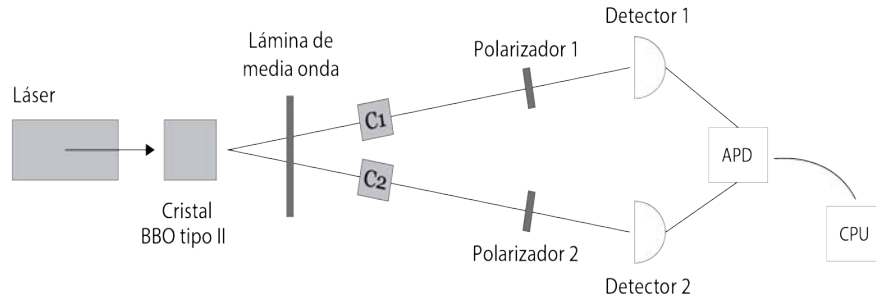


Fig. 6.4: Arreglo experimental montado con un par de cristales compensadores, los cristales C_1 y C_2 tienen el eje rápido girado 90 grados con respecto al eje del cristal productor de fotones correlacionados

Los fotones producidos en el cristal viajan dentro de él por un determinado tiempo, mientras están dentro del cristal, los fotones (ya sean verticales u horizontales) experimentan cierta dificultad para cruzar debido al cristal birrefringente, por ello salen desfasados y como la mayor cantidad de pares correlacionados se producen en la mitad del cristal entonces su avance es obstruido durante la segunda mitad del cristal, los cristales compensadores tienen la mitad de longitud que el cristal productor de fotones, debido a esto si uno de los fotones que no sufrió retraso en su camino de salida del cristal productor llega a un cristal compensador, en este cristal sufrirá ese retraso (al igual que su pareja un retraso de medio cristal) y por ello se empatará con su pareja que sí fue retrasada anteriormente, de esta forma se recupera la idea de que los pares viajan y llegan en fase desde el cristal productor.

El desfase puede ser corregido de diversas formas, con un compensador Babinet, otros cristales no lineales tanto de tipo I como de tipo II e inclusive con papel celofán, se experimentó con estas tres formas de compensar el desfase pero siempre sin éxito, en el mismo artículo ya mencionado se dice que la mejor manera de compensar este desfase es mediante este juego de cristales BBO tipo II de la mitad de longitud por ello se opta por este método.

La lámina de media onda sólo sirve para sintonizar mejor la polarización que entra a los compensadores, los dos cristales compensadores están orientados con su eje rápido ortogonal al eje del primer BBO

Con este nuevo arreglo procedemos a hacer una prueba de simetría verificando que se tengan cuentas similares individuales para cada detector, una vez más con la ventana temporal de 30ns y un tiempo de prueba de 1s. Creando con ayuda de los polarizadores las configuraciones 0-0, 90-90, 45-45, 0-90 y 90-0 se toman conteo de las coincidencias para cada pareja. Una vez

mas podemos corroborar que para las parejas 0-90,90-0 y 45-45 se tiene un máximo, mientras que para 0-0 y 90-90 se tiene un mínimo de coincidencias casi despreciables comparadas con el máximo.

Polarizador1	Polarizador2	Coincidencias1s	3s	10s
90	90	6	13	52
0	0	3	8	53
45	45	80	286	926
0	90	84	317	1035
90	0	90	301	982

Tabla 6.1: Coincidencias para tiempos de prueba de 1s, 3s y 10s con combinaciones de polarizadores y cristales compensadores

Usando la ecuación de la desigualdad de Bell SHCH en su forma:

$$S = E(\theta_1, \theta_2) + E(\theta'_1, \theta_2) + E(\theta_1, \theta'_2) - E(\theta'_1, \theta'_2) \tag{6.3}$$

donde $E(\theta_1, \theta_2)$ esta dada por:

$$E(\theta_1, \theta_2) = \frac{C(\theta_1, \theta_2) + C(\theta_1^\perp, \theta_2^\perp) - C(\theta_1, \theta_2^\perp) - C(\theta_1^\perp, \theta_2)}{C(\theta_1, \theta_2) + C(\theta_1^\perp, \theta_2^\perp) + C(\theta_1, \theta_2^\perp) + C(\theta_1^\perp, \theta_2)} \tag{6.4}$$

y tomando los ángulos sugeridos que son: $\theta_1 = -22.5$, $\theta_1^\perp = 67.5$, $\theta'_1 = 22.5$, $\theta_1^{\perp\prime} = 112.5$, $\theta_2 = -45$, $\theta_2^\perp = 45$, $\theta'_2 = 0$ y $\theta_2^{\perp\prime} = 90$.

Tomamos medidas de las coincidencias y obtenemos el siguiente valor $S=1.93$ para un tiempo de prueba de 1s, con la idea de que información que no necesitamos está entrando en los detectores se procedió a colocar un par de pinholes en cada camino óptico de los cruces de los conos con la idea de filtrar ruido (reflejos en algunos instrumentos, luz que posiblemente no sea un estado enredado, luz del haz de bombeo), los resultados obtenidos son los siguientes $S = -2.118 \pm 0.0084$ para un tiempo de prueba de 3s y $S = -2.152 \pm 0.0084$ para un tiempo de prueba de 10s. Obteniendo así una clara violación a la desigualdad de Bell-SHCH ($|S| \geq 2$), indicando que los fotones que llegan a los detectores uno y dos son indistinguibles y consiguiendo tener un estado enredado de polarización.

Tiempo de prueba	Parámetro S
3s	$S = -2.118 \pm 0.0084$
10s	$S = -2.152 \pm 0.0084$

Tabla 6.2: Valores del parámetro de Bell (S) para dos tiempos de exposición

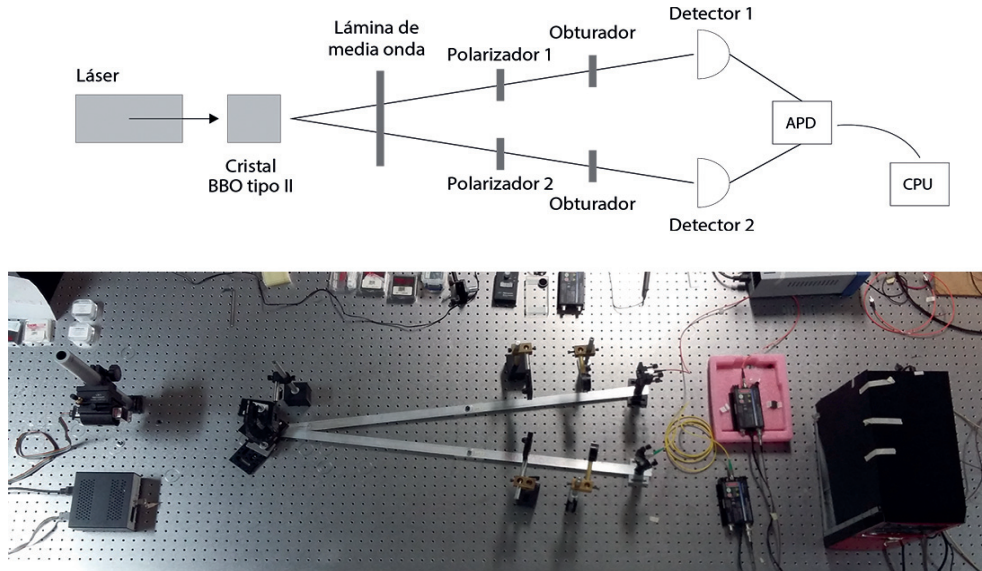


Fig. 6.5: Arreglo experimental montado con un par de cristales compensadores C1 y C2, además de un par de obturadores para filtrar la menor cantidad de ruido y una lámina de media onda para sintonizar mejor los fotones

Por tanto el estado que se tiene en la intersección de los conos es: $|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H_1\rangle |V_2\rangle + |V_1\rangle |H_2\rangle)$ que es uno de los cuatro estados de Bell citados en la ecuación 4.8, por tanto tenemos un par de partículas tan estrechamente entrelazadas que a pesar de separarse en el espacio siguen comportándose como un único objeto, es decir el fenómeno de la enredamiento y superposición están presente.

Fuerón tomadas más mediciones del parámetro S con el mismo arreglo experimental y se obtuvo la siguiente tabla, además comparo los resultados obtenidos en el laboratorio con el dato obtenido en la bibliografía [14].

Tiempo de prueba	Parámetro S	Violación por $X \sigma$
1s	$S = -1.935 \pm 0.0081$	–
1s	$S = -2.327 \pm 0.046$	7
3s	$S = -2.118 \pm 0.0084$	14
10s	$S = -2.152 \pm 0.0084$	18
15s	$S = -2.252 \pm 0.03$	8

Tabla 6.3: Valores obtenidos para el parámetro S

S año 2015	S año 1995 (2.648)
2.327	12.13%
2.118	20.1%
2.152	18.8%
2.252	14.96%

Tabla 6.4: Valores en los que difiere S de 2015 y S de 1995

Capítulo 7

Conclusiones.

En este trabajo se preparó una fuente de pares de fotones con polarización ortogonal a través del método SPDC. Una adecuada sincronización de los pares de fotones a través de la compensación de la diferencia de camino óptico fue necesaria. Este proceso representa el paso experimental más delicado a lo largo del proceso experimental de este trabajo. De esta forma se puede llevar un estado SPDC a otro EPR.

Obtuvimos resultados de enredamiento a través de la prueba de la Desigualdad de Bell que requiere de 16 mediciones para medir el estado de polarización de dos fotones. Los resultados fueron variando en función de la habilidad para realizar la compensación de fase entre ambos tipos de polarización originada en la creación del par. De esa forma fue posible obtener un parámetro de Bell de -2.37 ± 0.04 , la mejor medición obtenida.

Es muy importante mencionar que el objetivo de este experimento fue el montaje de una fuente de pares de fotones enredados en un laboratorio de enseñanza para enseñanza e investigación. La primera parte de este objetivo se ha cumplido ya, pues la fuente se mantuvo trabajando un par de semestres de forma que sirvió como experimento a estudiantes de los cursos de Introducción a la óptica cuántica, Laboratorio de Física Contemporánea y Laboratorio Avanzado del posgrado en Ciencias Físicas. En cuanto a la parte de investigación se están corriendo ya experimentos para el estudio de la decoherencia y Darwinismo cuántico, temas que ya no forman parte de este trabajo de tesis.

Como conclusión final se debe mencionar que los estados producidos y el análisis de ellos nos demuestran de forma experimental (una vez más) que cada fotón mantiene un estado no local y que este es el trasfondo del enredamiento cuántico. El estado de un fotón que es obligado a tomar dos opciones puede representarse como una combinación lineal del estado de cada una de las opciones ahora no locales. De esa forma es posible decir que el experimento mismo representa una prueba del concepto central de la mecánica cuántica: El principio de descomposición espectral.[16]

Apéndice A

Cálculo de las incertidumbres.

Durante la toma de datos en el experimento hay coincidencias accidentales, el número promedio de veces que los fotones de dos eventos diferentes de la conversión descendente llegarán, por pura casualidad, en el intervalo de coincidencia t uno del otro. Este fondo es pequeño, casi constante, y actúa para disminuir $|S|$. Encontrar una $|S| > 2$ no puede ser un efecto accidental del fondo. La cantidad $E(\theta_1, \theta_2)$ requiere cuatro mediciones C ,

$$E(\theta_1, \theta_2) = \frac{C(\theta_1, \theta_2) + C(\theta_1^\perp, \theta_2^\perp) - C(\theta_1, \theta_2^\perp) - C(\theta_1^\perp, \theta_2)}{C(\theta_1, \theta_2) + C(\theta_1^\perp, \theta_2^\perp) + C(\theta_1, \theta_2^\perp) + C(\theta_1^\perp, \theta_2)} \quad (\text{A.1})$$

y S requiere de dieciséis C ,

$$S = E(\theta_1, \theta_2) + E(\theta_1', \theta_2) + E(\theta_1, \theta_2') - E(\theta_1', \theta_2') \quad (\text{A.2})$$

Para tener seguridad de los resultados calculamos la incertidumbre estadística. La incertidumbre de la i -ésima medición C_i es $\sigma_i = \sqrt{N_i}$, y la incertidumbre de la cantidad S es

$$\sigma_S = \sqrt{\sum_{i=1}^{16} \left(\sigma_{N_i} \frac{\partial S}{\partial N_i} \right)^2} = \sqrt{\sum_{i=1}^{16} \left(N_i \frac{\partial S}{\partial N_i} \right)^2} \quad (\text{A.3})$$

Esta suma contiene un gran número de términos y es mejor evaluarla computacionalmente con los datos obtenidos para cada prueba que se hizo.[15]

En las tablas se muestran los datos experimentalmente obtenidos:

<i>Polarizador1</i>	<i>Polarizador2</i>	<i>Coincidencias</i>
θ_1	θ_2	87
	θ_2^\perp	220
	θ_2'	211
	$\theta_2'^\perp$	89
θ_1'	θ_2	75
	θ_2^\perp	234
	θ_2'	11
	$\theta_2'^\perp$	271
θ_1^\perp	θ_2	239
	θ_2^\perp	76
	θ_2'	104
	$\theta_2'^\perp$	231
$\theta_1'^\perp$	θ_2	223
	θ_2^\perp	97
	θ_2'	302
	$\theta_2'^\perp$	28

Tabla A.1: Medidas de las coincidencias para calcular S. tiempo de exposición 3 seg. $S = -2.118 \pm 8.4 \times 10^{-3}$

<i>Polarizador1</i>	<i>Polarizador2</i>	<i>Coincidencias</i>
θ_1	θ_2	256
	θ_2^\perp	735
	θ_2'	655
	$\theta_2'^\perp$	284
θ_1'	θ_2	237
	θ_2^\perp	711
	θ_2'	768
	$\theta_2'^\perp$	882
θ_1^\perp	θ_2	783
	θ_2^\perp	291
	θ_2'	350
	$\theta_2'^\perp$	707
$\theta_1'^\perp$	θ_2	797
	θ_2^\perp	294
	θ_2'	1020
	$\theta_2'^\perp$	81

Tabla A.2: Medidas de las coincidencias para calcular S. tiempo de exposición 10 seg. $S = -2.152 \pm 8.4 \times 10^{-3}$

Apéndice B

Detectores APD.

Un fotodiodo de avalancha o APD (avalanche photodiode) es un dispositivo electrónico semiconductor altamente sensible que emplea el efecto fotoeléctrico para convertir luz en una corriente eléctrica. Los APD son fotodetectores que proporcionan una ganancia a través de multiplicación en avalancha, es decir, multiplica la corriente eléctrica generada. Desde el punto funcional pueden ser vistos como análogos a los fotomultiplicadores. Mediante la aplicación de un alto voltaje inverso (típicamente de 100 a 200V en el silicio), el APD muestra un efecto de ganancia de corriente (aproximadamente 100) ocasionado a la ionización de impacto (efecto avalancha). Sin embargo, algunos APD de silicio utilizan un dopaje alternativo y otras técnicas que permiten la aplicación de un voltaje mayor (>1500 V) antes de alcanzar el efecto avalancha y por tanto una ganancia mayor (>1000). En general, cuanto mayor es el voltaje inverso, mayor será la ganancia. Es necesario entonces controlar esta tensión para obtener un valor estable de ganancia. Los fotodiodos de avalancha son más sensibles que otros fotodiodos semiconductores.

Sí se requiere una ganancia muy alta (de orden de 10^5 a 10^6), algunos APDs pueden operar con una tensión inversa por encima de la tensión de ruptura. Para este caso, el APD necesita tener la corriente limitada y disminuida rápidamente. Los APD que operan en este régimen de ganancia se dice que están en modo Geiger. Este modo es particularmente útil para la detección de fotones aislados suponiendo que la corriente oscura sea lo suficientemente baja.

La utilidad y aplicabilidad de los APD depende de muchos parámetros. Algunos de los más importantes son: eficiencia cuántica, que es un indicador de cuánto son absorbidos los fotones incidentes y usados para generar portadoras de carga primarias, la corriente total de fugas, que es la suma de la corriente oscura, fotocorriente y ruido. Las componentes del ruido de oscuridad electrónico están en serie y en paralelo. El ruido en serie, que es el efecto del ruido de disparo, es proporcional a la capacitancia del APD, mientras que el ruido en paralelo se asocia con las fluctuaciones de la corriente de superficie. Otra fuente de ruido es el exceso del factor de ruido. Describe el ruido estadísticamente inherente al proceso de multiplicación estocástico del APD.

Apéndice C

Propiedades de la cámara CCD

Listo algunas de las propiedades, para mayor información consultar CoolSNAPefES2EZManual.pdf.
[17]

Cámara	
Marca	Photometrics
Modelo	Cool SNAP ES2
Tipo de imagen	mono
Resolución	1392 por 1040
Tamaño del pixel	6.45 μm por 6.45 μm
Tasa de digitalización ...	20 MHz
Voltaje de entrada	100-240 VAC 47-63 Hz
Voltaje de salida	9V
Corriente de entrada (máxima)	3.3 A
Peso de la cámara	863g

Tabla C.1: Propiedades básicas de la cámara

Dimensiones.

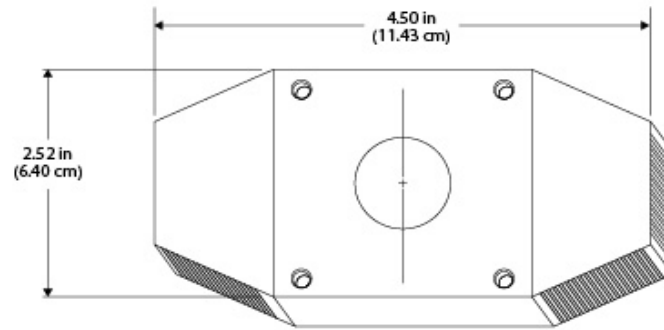


Fig. C.1: vista de frente

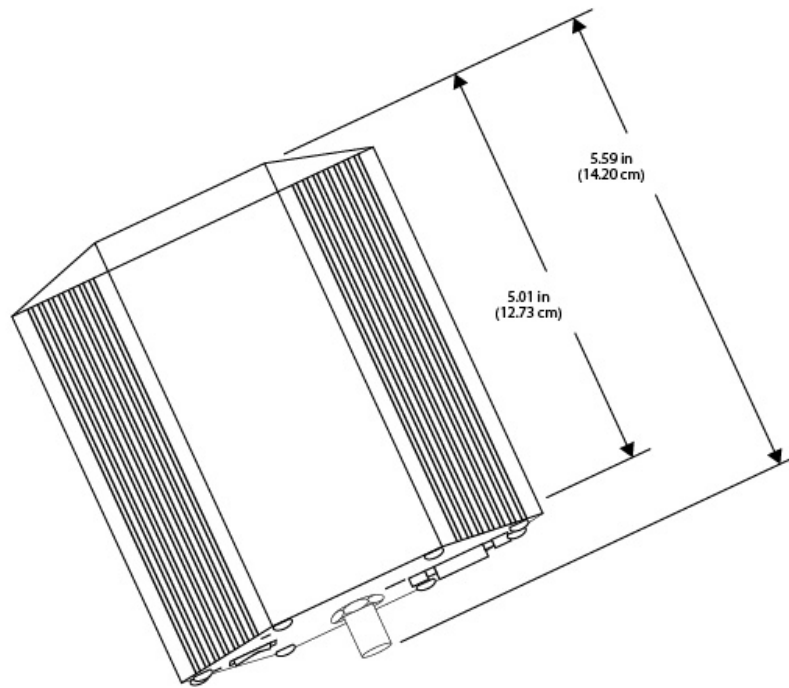


Fig. C.2: vista de lado

Gráfica de la eficiencia.

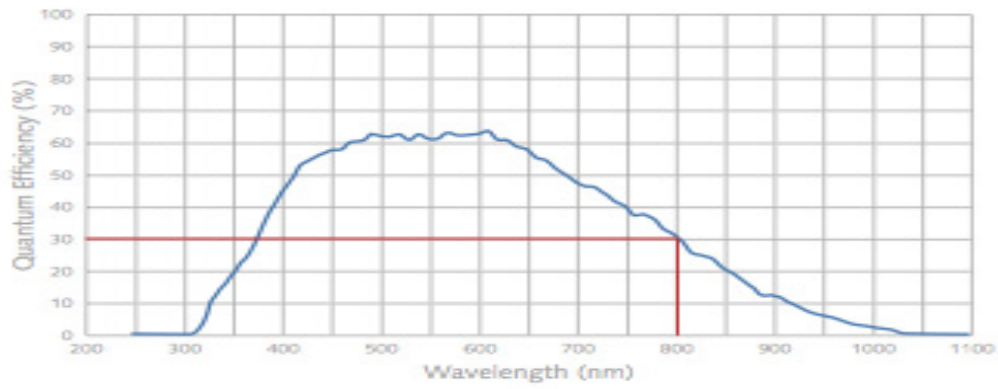


Fig. C.3: longitud de onda contra eficiencia cuántica en este caso los fotones emitidos son de 810 nm, eficiencia de alrededor del 30%

Apéndice D

Cristal BBO (Beta Borato de Bario)

Uno de los cristales más usados en óptica no lineal es el Beta Borato de Bario ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ o BBO) por sus propiedades únicas, tiene una región de alta transparencia (0.19mm en UV y 3.5mm en NIR) y un rango de adaptación de fase de 0.41-3.5mm, un mayor coeficiente no lineal, un alto umbral al daño ($> 10\text{GW}/\text{cm}^2$ por 1.3 ps 1.064mm), una excelente homogeneidad óptica ($Dn \gg 10^{-6}/\text{cm}$) y un ancho de banda térmica aceptable ($\gg 55^\circ\text{C}$).

Tiene una frecuencia de conversión alta por ello típicamente es usado para:SGH(generación de segundos armónicos), TGH, 4GH y 5GH.

Algunas propiedades básicas son:

Densidad de $3.84\text{ g}/\text{cm}^3$, estructura cristalina trigonal y resistividad $> 10^{11}\text{ ohm} - \text{cm}$

El BBO es un cristal suave y es necesario proteger sus superficies pulidas, requiere un ambiente seco durante su uso y mantenimiento.

Las dimensiones de los cristales compensadores son $5 \times 5 \times 1.0\text{mm}$ y el cristal productor tiene dimensiones de $5 \times 5 \times 2.0\text{mm}$ [18]

Apéndice E

Láser

La fuente principal de luz para el experimento fue un diodo laser violeta CrystaLaserCL-2000 de 125mW, con polarización vertical y un espectro de frecuencias centrado en 405:38nm con un ancho de banda de 0:78nm, g 6.1.

El spot del láser es un círculo de (2:50 0:025)nm a (67.5 0:05)cm de la salida del haz.

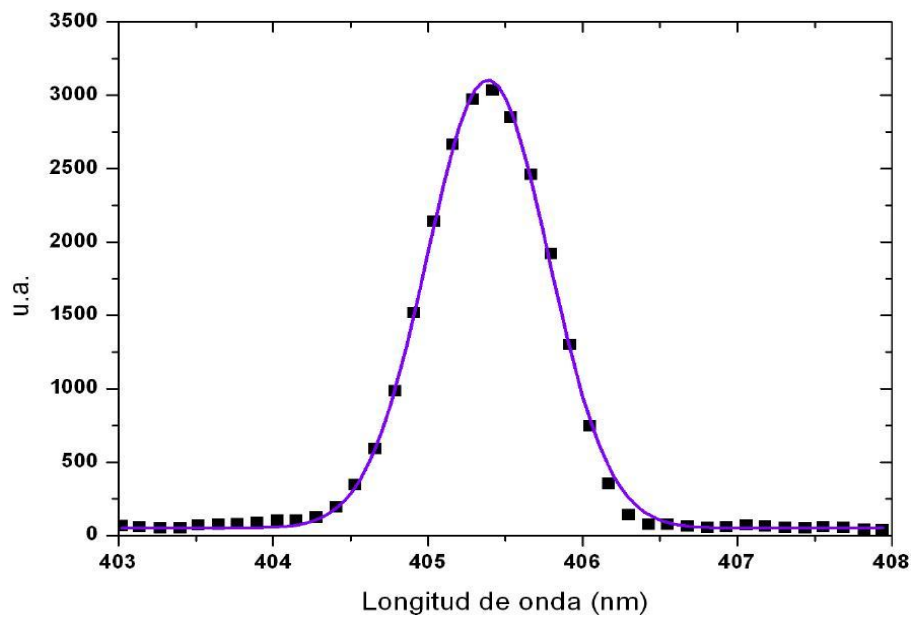


Fig. E.1: longitud de onda contra intensidad

Bibliografía

- [1] Eugene Hecht. *Óptica*, Adelphi University 3era edición, Addison Wesley, 1998.
- [2] Erick Barrios Barocio, *Prueba Experimental de la Desigualdad de Bell*, Universidad Nacional Autónoma de México, Facultad de Ciencias, Tesis de Licenciatura. 2008.
- [3] A. Einstein, B. Podolsky y N. Rosen, *Can Quantum-Mechanics Description of Physical Reality Be Considered Complete?*, Physical Review, Vol. 47, pags. 777-780, 1935.
- [4] Alain Aspect, Jean Dalibard, Gerard Roger, *Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time Varying Analyzers*, Physical Review Letters, Vol. 49, Nmero 25, pags. 1804-1807, 1981.
- [5] J.S. Bell, *On the Einstein Podolsky Rosen paradox.*, Physics, Vol. 1, Nmero 3, pags. 195-200, 1964.
- [6] Jhon F. Clauser, Michael A. Horne, Abner Shimony, y Richard A. Holt, *Proposed experiment to test local hidden-variables theories.*, Physics Review Letters Number 15, pags. 880-884, 1969.
- [7] Alain Aspect, Phillippe Grangier, y Gérard Roger, *Experimental Test os Realistic Local Theories via Bell's Theorem*, Physic Review Letters, Vol 47, Número 7, Pags. 460-463, 1981.
- [8] Yannick Alan de Icaza Astiz, Tesis de Licenciatura, Análisis de coincidencias de fotones correlacionados, Facultad de Ciencias, 2007.
- [9] Christopher Gerry, Peter Knigth, *Introductory Quantum Optics*, Cambridge University Press, 2005.
- [10] David J. Griffiths, *Introduction to quantum mechanics*, Prentice Hall, 2da edición, 1995.
- [11] David Bohm, *A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of ? Hidden? Variables*, Physical Review, Vol. 85, Número 2, pags 166-179, 1952.
- [12] Tesis de Licenciatura, José Beltrán Jiménez dirigida por Alfredo Luis Aina. *Estados de luz cuánticos y clásicos: limite de Heisenberg y efectos de la eficiencia cuántica en interferómetros lineales y no lineales*, 2008.
- [13] Dr. Gonzalo Abal, *Paradoja EPR y desigualdades de Bell: pruebas experimentales y estado actual del conocimiento*. Instituto de Física Facultad de Ingeniería de la Universidad de la República, 2007.
- [14] Paul G. Kwiat, Klaus Mattle, Harald Weinfurter, and Anton Zeilinger. *New High - Intensity Source of Polarization - Entangled Photon Pairs.*, Physics Review Letters, Vol. 75, Número 24, pags. 4337-4342, 1995.

- [15] Dietrich Dehlinger, M. W. Mitchell, *Entangled photons, nonlocality and Bell inequalities in the undergraduate Laboratory*, American Journal of Physics, Vol. 70, pag. 903, 2002
- [16] C. Cohen-Tannoudji, Quantum Mechanics, Vol. 1, pags. 15-17, 1977.
- [17] *User Manual for Cooll SNAP-EZ, Systems Photometrics*. 2005.
- [18] *Manual Newlight Photonics BBO Crystals*.