



UNIVERSIDAD NACIONAL DEL ALTIPLANO
FACULTAD DE INGENIERÍA CIVIL Y ARQUITECTURA
ESCUELA PROFESIONAL DE CIENCIAS FÍSICO
MATEMÁTICAS



EVIDENCIA EXPERIMENTAL DEL ENMARAÑAMIENTO
CUÁNTICO DE FOTONES EN POLARIZACIÓN

TESIS

PRESENTADA POR:

YONNY DANIEL YUGRA CARCASI

PARA OPTAR EL TÍTULO PROFESIONAL DE:

LICENCIADO EN CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

PUNO – PERÚ

2016



DEDICATORIA

La actual labor de pesquisa es dedicada al quien nadie ve, pero siempre esta, a mi linaje y aliados por todo el cimienta que me brindan sobre el entendimiento de la física cuántica

Yonny Yugra



AGRADECIMIENTOS

Como mi primer paso de pesquisa, esta tesis representa algo más que una labor de indagación, es una vital mejora, que he tomado hacia lo que, en las vecinas temporadas, he decidido que forje mi supervivencia. “Hacer experimentos”. Los pasos por FISMAT han sido muy importantes en mi vida profesional. Para mí, aterrizar aspectos abstractos del mundo cuántico, eso es arte.

Quiero agradecer al profesor Francisco de Zela, porque me ha dado permiso para ser un estudiante más de su grupo de óptica cuántica de la PUCP.

Retribuyo a mi director de tesis, el Lic. Víctor Román Salinas por los cursos del pregrado, a mi amigo y asesor, el Lic. Álvaro Vilca Miranda, gracias cachorro.

A mi familia, especialmente a mi madre por las discusiones de la vida y su apoyo infinito, a mi padre inmortal por su empuje sin esperar nada en mis decisiones y su apoyo prosélito, a mis compañeros de la Universidad Nacional del Altiplano-Puno, los pichangueros, que son los que me han acompañado sordamente en esta pugna de raíz. A mi alma mater la UNA-PUNO. Gracias.



ÍNDICE GENERAL

DEDICATORIA

AGRADECIMIENTOS

ÍNDICE GENERAL

ÍNDICE DE FIGURAS

ÍNDICE DE TABLAS

ÍNDICE DE ACRÓNIMOS

RESUMEN	9
ABSTRACT.....	10

CAPITULO I

INTRODUCCIÓN

1.1.PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA	12
1.1.1.Descripción del Problema.....	12
1.1.2.Problema General	12
1.2.OBEJETIVOS DE INVESTIGACIÓN	12
1.2.1.Objetivo General.....	12
1.2.2.Objetivos Específicos	12
1.3.ANTECEDENTES.....	13

CAPITULO II

REVISIÓN DE LITERATURA

2.1.POSTULADO DE MEDICIÓN.....	15
2.1.1.Primer postulado.....	15
2.1.2.Segundo postulado.....	15
2.1.3.Tercer postulado	15
2.1.4.Cuarto postulado.....	16
2.1.5.Enmarañamiento cuántico	16
2.1.6.Desigualdades de Bell	18
2.1.7.Desigualdades CHSH	19
2.1.8.Óptica no lineal.....	21



2.1.9. Proceso paramétrico Óptico	22
---	----

CAPITULO III

MATERIALES Y MÉTODOS

3.1. LASÉR	26
3.2. FILTROS	26
3.3. PLACA DE MEDIA Y CUARTO DE ONDA	26
3.4. FIBRA ÓPTICA.....	27
3.5. POLARIZADOR.....	27
3.6. COLIMADOR ÓPTICO	27
3.7. MÓDULO DE CONTEO DE FOTONES INDIVIDUALES (SPCM)	27
3.8. GENERACIÓN DE FOTONES	28
3.9. MEDICIÓN DE LA POLARIZACIÓN.....	30
3.10. RELACIÓN ENTRE LAS PROBABILIDADES Y EL NÚMERO DE COINCIDENCIAS	31
3.11. CORELACIÓN DE LAS PROBABILIDADES	31
3.12. VIOLACIÓN DE LA DESIGUALDAD CHSH.....	32

CAPITULO IV

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

4.1. FUENTES DE FOTONES ENMARAÑADOS.....	34
4.2. ALINEACIÓN DE LOS DETECTORES D1 Y D2	35
4.3. MÉTODOS	36
4.4. EVIDENCIA DEL ENMARAÑAMIENTO CUÁNTICO	36
V. CONCLUSIONES.....	38
VI. RECOMENDACIONES	39
VII. REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS.....	40
ANEXOS.....	42

ÁREA: Ciencias Básicas

LÍNEA: Óptica Cuántica

FECHA DE SUSTENTACIÓN: 13 de mayo de 2016



ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2.1: Diagrama de un material birrefringente.....	22
Figura 4.1: Diagrama de un material birrefringente.....	29
Figura 5.1: Diagrama del montaje experimental: Laser UV, Laser He-Neón, HWP y QWP son las láminas de media y cuarto de onda. BBO's son los cristales Beta Bario Borato, M son espejos, MF son espejos de movimiento y D1 y D2 son los detectores.....	35



ÍNDICE DE TABLAS

Tabla N°1. Configuración.....	33
--------------------------------------	-----------



ÍNDICE DE ACRÓNIMOS

APD. *fotodiodo de avalancha.*

BBO. *Beta Bario Borato.*

CHSH. *John F. Clauser, Michael A., Horne, Abner Shimony, y Richard A. Holt.*

EPR. *Einstein, Podolsky, Rosen.*

FPGA. *Matriz de puertas programables*

HWP. *Retardador de media onda.*

QWP. *Retardador de cuarto onda.*

SPDC. *spontaneous parametric down conversion*



RESUMEN

El escollo del cronometraje en mecánica cuántica es prodigioso en el estudio del nexo que establece los arquetipos teóricos y las secuelas experimentales, y su ecuánime común es el de comprender el orbe físico. En nuestro caso es, la evidencia experimentalmente del enmarañamiento cuántico de fotones en polarización de un par de fotones creados por el proceso “*spontaneous parametric down-conversion*” (SPDC) en dos cristales beta bario borato, nos llevara a comprender la naturaleza cuántica. La desigualdad CHSH, es nuestra herramienta, la que muestra que dos partículas están enmarañadas, y violando esta desigualdad verificaremos que las partículas están enmarañadas. El gol de la tesis es observar el fenómeno del enmarañamiento. Y esto se logra implementando un arreglo óptico que permite violar la desigualdad CHSH, en la teoría, es $2\sqrt{2}$, y en nuestro experimento es de 2.485. Este resultado experimental nos muestra una imagen cuántica del mundo.

Palabras Claves: enmarañamiento, polarización, fotones, desigualdades y experimento.



ABSTRACT

The stumbling block of timing in quantum mechanics is prodigious in the study of the nexus that establishes the theoretical archetypes and the experimental sequels, and their common balance is that of understanding the physical orb. In our case it is, the experimental evidence of the quantum entanglement of photons in the polarization of a pair of photons created by the "spontaneous parametric down-conversion" (SPDC) process in two beta barium borate crystals, will lead us to understand the quantum nature. The CHSH inequality is our tool, which shows that two particles are entangled, and violating this inequality we will verify that the particles are entangled. The goal of the thesis is to observe the phenomenon of entanglement. And this is achieved by implementing an optical arrangement that allows for violating the CHSH inequality, in theory, it is $2\sqrt{2}$, and in our experiment, it is 2.485. This experimental result gives us a quantum picture of the world.

Keywords: entanglement, polarization, photons, inequalities, and experiment.



CAPITULO I

INTRODUCCIÓN

El contrasentido de Einstein, Podolsky, Rosen. Bautizado contrasentido EPR, consiste en una prueba inmaterial propuesto por Albert Einstein, Boris Podolsky y Nathan Rosen donde orienta el manifiesto de un enigma artificial de la mecánica cuántica, atestigua que esta es incompleta hasta el año 1964 (A. Einstein, 1935). Este debate incumbió en el dominio de la filosofía del saber. En esa circunstancia, John S. Bell enuncia una estructura rigurosa para poder escrutar el contrasentido EPR. John S. Bell consigue hilar unas disparidades asumiendo que el tratamiento del cronometraje en mecánica cuántica es sometido a al edicto “deterministas”, y se adjudica también “localidad”, en esencia, se considera las censuras de EPR. Si Einstein tenía el silogismo, los contrasentidos de John S. Bell son irrefutables y la conjetura cuántica es rudimentario (A. Einstein, 1935).

En la física, la desigualdad CHSH (John F. Clauser, 1970), se puede utilizar para la demostración del teorema de Bell, que establece, y determina consecuencias de enredo, entrelazo o enmarañamiento en la mecánica cuántica no puede ser reproducido por las conjeturas de variables ocultas locales. La verificación experimental de la violación de las desigualdades es visto como una confirmación experimental de que la naturaleza no puede ser descrito por las conjeturas de variables camufladas locales. En la actualidad, se dirigen nutridas indagaciones y decididamente todos ellos han vertido como fruto un desafuero de las discrepancias de Bell, en nuestro caso es la desigualdad CHSH o CHSH, la que vamos a usar para violar las desigualdades de Bell.



1.1. PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA

1.1.1. Descripción del Problema

La evidencia experimental del enmarañamiento cuántico de fotones en polarización que proponemos, pondría manifestar el comportamiento del fenómeno: enmarañamiento cuántico de dos partículas, por lo tanto, la desigualdad CHSH será violada tal como predice la física cuántica, y como la forma rigurosa matemática de la mecánica cuántica predice un valor máximo de $2\sqrt{2}$, tal valor es el que deberemos obtener en nuestro experimento.

1.1.2. Problema General

Frente a la paradoja de EPR se plantea las siguientes interrogantes.

¿Es posible evidenciar experimentalmente el enmarañamiento de dos partículas en su polarización?

.

1.2. OBEJETIVOS DE INVESTIGACIÓN

1.2.1. Objetivo General

El gol de la labor de la investigación es demostrar experimentalmente que dos fotones en su polarización pueden entrelazarse por lo tanto debemos violar la desigualdad CHSH.

1.2.2. Objetivos Específicos

Crear fotones como fuente de partículas cuánticas para evidenciar experimentalmente el enmarañamiento.

Mostrar que $2\sqrt{2}$ es el resultado cuando se viola la desigualdad CHSH.



1.3. ANTECEDENTES

En las indagaciones bibliográficas locales no se encuentran trabajos similares a la investigación que se plantea, sin embargo, existen trabajos que desarrollan teorías e investigaciones afines.

Una cláusula idónea para la materialidad de una magnitud física es la verosimilitud de predecir con bulo, sin alterar el sistema. En el mecanismo cuántico en el caso de las dos cantidades físicas delineadas por los ejecutantes que no conmutan, la intuición de uno, impide la intuición del otro. Entonces, ya sea el detalle de la materialidad, dada por la función de onda en el mecanismo cuántico, no es completo o estas dos cantidades no puede tener materialidad sincronizada. La consideración del problema de hacer vaticinios relativos a un sistema sobre la base de los cronometrajes. Así, uno puede ser llevado a la conclusión de que la descripción del suceso, dada por una función de onda no es completamente saturada (A. Einstein, 1935).

La contradicción de Einstein, Podolsky, Rosen se adelantó como un juicio de que el mecanismo cuántico no podría ser una conjetura completamente saturada, pero deben ser complementados con otras variables. Estas variantes adicionales fueron para restaurar a la causalidad teoría y localidad. En esta nota de esa idea se formuló matemáticamente y demostró ser incompleta con los vaticinios de computo del mecanismo cuántica. La cláusula de la localidad, o más cabalmente, el fruto de una medición en un sistema no se ve afligido por las operaciones en un sistema distante con los que ha interactuado en el pasado. Hay ensayos que demuestran que incluso sin tal requerimiento de separabilidad o localidad hay una interpretación



como "variable oculta" de la mecánica cuántica. Estos intentos se han examinado detalladamente. Por otra parte, una apreciación de variables ocultas de la conjetura cuántica esencial se ha construido de forma explícita. Esta interpretación particular tiene de hecho una estructura que se manifiesta como no local (Bell, 1964).

El presente trabajo de investigación, no tiene antecedentes en la Universidad Nacional del Altiplano por lo que sería la primera prueba experimental realizado en otro laboratorio. Esta comprobación experimental sería la mejor tecnología que tiene el Perú, porque ya estaríamos a nivel "cuántico", así como lo hacen los otros países de nuestro entorno.



CAPITULO II

REVISIÓN DE LITERATURA

2.1. POSTULADO DE MEDICIÓN

Los postulados de la mecánica cuántica son los fundamentos matemáticos en los cuales está basada esta rama de la física y fueron formulados por J. Von Neumann y P. Dirac. Se enfocaría en los postulados de medición para observadores que extraen información, ya que estos son los más importantes para la tesis. Ellos se enuncian según (Lidar, 2020).

2.1.1. Primer postulado

La Cualquier cantidad física observable A es descrita por un operador A actuando en E , E es subespacio de Hilbert H , siendo A un observable (Lidar, 2020, pág. 6).

2.1.2. Segundo postulado

Los únicos resultados posibles de una medición de una cantidad física A , son los valores propios del correspondiente observable A . Como se aprecia en la parte superior, una medición de A dará un valor real para su valor propio, debido a la definición de un observable (Lidar, 2020, pág. 6).

2.1.3. Tercer postulado

Para el caso de un espectro no degenerado. Cuando una porción física A , es medida en un sistema, en un estado encausado $|\psi\rangle$, la verosimilitud $P(a_n)$ de obtener un valor propio no degenerado a_n del correspondiente observable A es

$$P(a_n) = |\langle u_n | \psi \rangle|^2 \quad (2.1)$$



Siendo $|u_n\rangle$ el vector propio normalizado A asociado a_n . Para el caso de espectro discreto y el caso del espectro continuo no degenerado se puede revisar la variación de este postulado en (Lidar, 2020, pág. 7).

2.1.4. Cuarto postulado

Si el cronometraje de una cantidad física A de un sistema en el estado $|\psi\rangle$ da como fruto a_n , el estado de post-medición del sistema es la imagen normalizada

$$\frac{P_n|\psi\rangle}{\sqrt{\langle\psi|P_n|\psi\rangle}} \quad (2.2)$$

De $|\psi\rangle$ sobre el espacio propio asociado a a_n . Por lo tanto, el estado de post-medición de un sistema será un vector de A con el valor propio a_n (Lidar, 2020, pág. 9).

2.1.5. Enmarañamiento cuántico

El enredo o Verschränkung en el original del alemán, fue concebido por primera vez por Schrödinger en 1935, su objetivo era dar cuenta de una clase especial de correlaciones que surge como resultado de la interacción entre dos sistemas cuánticos (A. Einstein, 1935).

Cuando tratamos con sistemas bipartitos, es decir, sistemas compuestos de dos partes A y B , que vamos a decir que están en el control de 2 experimentos, Alice y Bob se plantean dos posibilidades: por un lado, A y B podrían haber sido preparados de forma independiente y en una de forma que no interactúen más. Por lo tanto, podrían ser el resultado de una preparación no independiente, una medición común o de una evolución conjunta. El estado de todo el sistema es solo el producto tensorial de los estados individuales: $|\psi_{sistema}\rangle = |\psi_A\rangle|\psi_B\rangle$. Esto significa que cada

sistema está descrito por un vector de estado bien definido. Además, puesto que todas las propiedades físicas de los sistemas cuánticos están contenidas en su vector de estado, esto también significa que los resultados de una medida realizada por Alice no están relacionados de ninguna manera con los resultados que realiza Bob. En otras palabras, ya que es lo que estamos acostumbrados a experimentar en nuestro mundo macroscópico diario. Sin embargo, en el segundo caso, la situación es completamente diferente (Lidar, 2020).

Para mostrar por qué: vamos a empezar por analizar la dimensión de Hilbert de todo el sistema S , compuesto por los sistemas $A+B$. Si se abarcaron los espacios de Hilbert de las partes A y B por las bases $\{n_A\}$ y $\{n_B\}$, respectivamente entonces el espacio de Hilbert de la totalidad del sistema es atravesado por la base $\{n_A\} \otimes \{n_B\}$, y por lo tanto el estado más general en el sistema completo S es descrito como

$$|\psi\rangle = \sum_{n,m} C_{nm} |n_A\rangle |n_B\rangle \quad (2.3)$$

En general no se puede expresar en la forma $|\psi_A\rangle |\psi_B\rangle$. Como ejemplo, examinaremos el estado singlete, lo que constituye un paradigma, es un ejemplo de un estado enmarañado

$$|\psi_{\text{singlete}}\rangle = \frac{|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}} \quad (2.4)$$

Donde $|\uparrow\downarrow\rangle = |\uparrow A\rangle |\downarrow B\rangle$ y $|\downarrow\uparrow\rangle = |\downarrow A\rangle |\uparrow B\rangle$ son autoestados del operador σ_z para el valor propio ± 1 . Es sencillo probar que $|\psi_{\text{singlete}}\rangle$ no se puede escribir como un estado producto de dos estados A y B (Lidar, 2020, pág. 21).

2.1.6. Desigualdades de Bell

La proposición de Jonh S. Bell o discrepancia de John S. Bell se asigna al mecanismo cuántico para cuantificar rigurosamente las implicaciones de las conjeturas en el contrasentido de Einstein-Podolsky-Rosen, y permite así su lucimiento experimental. Debe su denominación al científico norirlandés John S. Bell, que la introdujo en 1964.

Las discrepancias de John S. Bell conciernen cronometrajes elaborados por espectadores sobre pares de partículas que han interrelacionado y se han emancipado. El mecanismo cuántico nos dice que los corpúsculos están en un estado entretejido, mientras que el practicismo local amuralla el paralelismo de las sucesivas medidas sobre los corpúsculos. Indistintos innovadores, posteriormente han deducido discrepancias similares a la discrepancia John S. Bell. Todas las divergencias de John S. Bell delinean pruebas donde el fruto augura asumiendo el enredo, esto dilata del que se infiere el materialismo local. Las divergencias adjudican que cada intención del nivel cuántico tiene un estado bien establecido que da cuenta de todos sus usufructos medibles y que objetos remotos no troca más raudo que la celeridad de la luz. Estos estados correctamente descritos y son voceados comúnmente, variables ocultas (Alain Aspect, 1982) (Paul G. Kwiat, 1999).

$$|\psi_{+}\rangle = \frac{|HV\rangle + |VH\rangle}{\sqrt{2}} \quad (2.5)$$

$$|\psi_{-}\rangle = \frac{|HV\rangle - |VH\rangle}{\sqrt{2}} \quad (2.6)$$

$$|\Phi_{+}\rangle = \frac{|HH\rangle + |VV\rangle}{\sqrt{2}} \quad (2.7)$$

$$|\Phi_{-}\rangle = \frac{|HH\rangle - |VV\rangle}{\sqrt{2}} \quad (2.8)$$

Estos son llamados estados de Bell.

2.1.7. Desigualdades CHSH

En física, la desigualdad CHSH son utilizadas para demostrar el teorema de Bell, asienta que ciertos frutos del enredo en la mecánica cuántica no pueden ser imitados por las teorías de variables ocultas locales. La evidencia experimental del estupro de las desigualdades es visto como una confirmación experimental, que la naturaleza no puede ser descrito por las teorías de variables ocultas locales. Clauser *et al.*, (John F. Clauser, 1970), obtienen la estadística de sincronía en un experimento de la prueba de Bell, es necesariamente cierto si existen las variables ocultas locales (la autenticidad local). Esta limitación puede ser infringido por el mecanismo cuántico. La forma usual de la desigualdad CHSH es

$$-2 \leq S \leq 2, \quad (2.9)$$

$$S = Esp(h_a^1, h_b^2) - Esp(h_a^1, h_b^{2'}) + Esp(h_a^{1'}, h_b^2) + Esp(h_a^{1'}, h_b^{2'}) \quad (2.10)$$

h_a^1 y $h_a^{1'}$ son los ajustes de los detectores, en el lado A y h_b^2 y $h_b^{2'}$ en el lado B, los términos en la ecuación (2.10) son las correlaciones cuánticas del par de partículas, la correlación correspondiente es el valor esperado del producto del experimento, es decir el promedio estadístico de $A(h_a^1).B(h_b^2)$, donde A y B son resultados separados. S es orientada hacia los detectores, los únicos resultados posibles son +1 y -1, con el fin de adaptarla a las situaciones reales, esto significa la polarización de luz y los polarizadores de los canales. Esto se interpreta como " - " , cuando no hay detección en el canal y " + " cuando hay detección. El mecanismo cuántico predice un valor máximo de $S = 2\sqrt{2}$, que es mayor que 2 y por lo tanto viola la desigualdad CHSH.

Para la demostración partiremos de la suposición estándar, donde se asume que las partículas están separadas e independientes, para cualquier valor de " λ ",

llamada variable oculta. λ es extraída de una distribución fija de los estados posibles de la fuente, donde la probabilidad de la fuente debe estar en λ , esto se asume para cualquier ensayo que está dada por la función densidad $\rho(\lambda)$, por lo tanto, asumimos que las correlaciones deben escribirse como

$$Esp(h_a^1, h_b^2) = \int A(h_a^1, \lambda)B(h_b^2, \lambda)\rho(\lambda)d\lambda \quad (2.11)$$

Donde $Esp(h_a^1, h_b^2)$, es la función de correlación y A, B son los valores medidos experimentalmente, donde los posibles valores de A y B son -1, 0 y +1, se deduce entonces

$$|A| \leq 1, |B| \leq 1 \quad (2.12)$$

Aquí $h_a^1, h_a^{1'}, h_b^2$ y $h_b^{2'}$ se interpreta como ajustes alternativos en los detectores, entonces

$$Esp(h_a^1, h_b^2) - Esp(h_a^1, h_b^{2'}) = \int A(h_a^1, \lambda)B(h_b^2, \lambda)\rho(\lambda)d\lambda - \int A(h_a^1, \lambda)B(h_b^{2'}, \lambda)\rho(\lambda)d\lambda \quad (2.13)$$

Sumamos y restamos $\pm \int A(h_a^1, \lambda)B(h_b^2, \lambda)A(h_a^{1'}, \lambda)B(h_b^{2'}, \lambda)\rho(\lambda)d\lambda$ a la ecuación anterior, obtenemos

$$Esp(h_a^1, h_b^2) - Esp(h_a^1, h_b^{2'}) = \int A(h_a^1, \lambda)B(h_b^2, \lambda)\left(1 \pm A(h_a^{1'}, \lambda)B(h_b^{2'}, \lambda)\right)\rho(\lambda)d\lambda - \int A(h_a^1, \lambda)B(h_b^{2'}, \lambda)\left(1 \pm A(h_a^{1'}, \lambda)B(h_b^2, \lambda)\right)\rho(\lambda)d\lambda \quad (2.14)$$

Ahora aplicando a ambos lados la desigualdad triangular $|A + B| \leq |A| + |B|$, usando la ecuación (2.10) y como $\left(1 \pm A(h_a^{1'}, \lambda)B(h_b^{2'}, \lambda)\right)$ es no negativo, así como $\left(1 \pm A(h_a^1, \lambda)B(h_b^2, \lambda)\right)$, se obtiene

$$\begin{aligned} |Esp(h_a^1, h_b^2) - Esp(h_a^1, h_b^{2'})| &\leq \int (1 \pm A(h_a^{1'}, \lambda)B(h_b^{2'}, \lambda))\rho(\lambda)d\lambda - \\ \int (1 \pm A(h_a^{1'}, \lambda)B(h_b^2, \lambda))\rho(\lambda)d\lambda \end{aligned} \quad (2.15)$$

Ahora usamos el hecho de que la integral $\rho(\lambda)$ es 1, entonces

$$|Esp(h_a^1, h_b^2) - Esp(h_a^1, h_b^{2'})| + |Esp(h_a^{1'}, h_b^{2'}) + Esp(h_a^{1'}, h_b^2)| \leq 2 \quad (2.16)$$

La ecuación (2.16) es la desigualdad CHSH (BELL, 1966).

2.1.8. Óptica no lineal

La polarización de la mayoría de los materiales responde linealmente a un campo eléctrico aplicado de acuerdo a su susceptibilidad χ^1 . Los materiales no lineales tienen significativo orden superior, estos términos en series de potencias para la polarización. La discusión en (V. G. Dmitriev, 1991), se limita al termino cuadrado,

$$|P^2| = \epsilon_0 \chi^2 |E^2| \quad (2.17)$$

En general, χ^2 es directamente dependiente, y se escribe como un tensor de modo

$$|P^2_i| = \sum_{jk} \chi^2_{ijk} E_j E_k \quad (2.18)$$

En muchos materiales no lineales, el indicador de refracción depende de la dirección del vector de campo eléctrico. Elementos birrefringentes se pueden caracterizar por dos índices de refracción, uno para rayos ordinarios y uno para el rayo extraordinarios. La línea óptica de un material birrefringente es la dirección de la cual un rayo de cualquier polarización viajara a la misma velocidad. Un rayo ordinario, tiene la polarización ortogonal al eje óptico, tal como se observa en la figura (2.1). El rayo ordinario está sujeto al índice ordinario, denota do por n_o ,

mientras que \bar{n}_e , es el índice de refracción para el índice extraordinario. Rayos con polarización en el plano de los ejes ópticos, se propagan de acuerdo a un índice de refracción efectivo de refracción n_e , y está dado por la relación

$$\frac{1}{n_e(\theta_{op})^2} = \frac{(\sin \theta_{op})^2}{(\bar{n}_e)^2} + \frac{(\cos \theta_{op})^2}{(n_o)^2} \quad (2.19)$$

Donde θ_{op} es el ángulo entre el eje óptico y la propagación, tal como se observa en la figura (2.2). En general los materiales dispersivos, $\bar{n}_e = \bar{n}_e(\lambda)$ y $n_o = n_o(\lambda)$, λ es la distancia de onda.

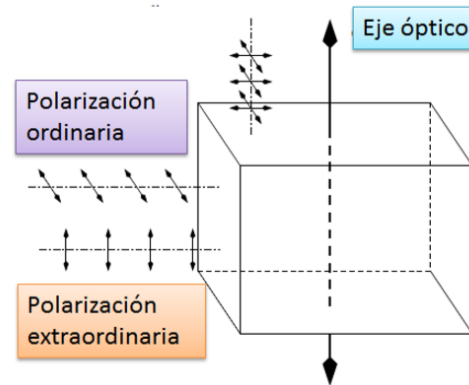


Figura 2.1: Diagrama de un material birrefringente.

2.1.9. Proceso paramétrico Óptico

Ahora que se ha incrustado estados maximente enmarañados, florece la interrogante, como realizar estos estados en el laboratorio. Uno de los retos más colosales, es la procreación de una fuente de estados enmarañados. En este contexto, se introducirá el proceso spontaneous parametric down conversion (SPDC) (S. P. Walborn, 2010). El cual será el principal recurso del entrelazamiento en el desarrollo del presente trabajo. Existen materiales que tienen una interrogante no lineal ante la interrelación con un campo, esto quiere decir que la interrelación esta delineada por la susceptibilidad eléctricas de ordenes ascendientes a uno, es

decir χ^n . Para la rareza del SPDC, la transformación es caracterizada por la susceptibilidad no lineal de segundo orden χ^2 , ante el bombeo de un haz intenso.

El Hamiltoniano que delinea el procedimiento es

$$H = \sum_{j=0,A,B} \hbar w_j \left(\hat{n}_j + \frac{1}{2} \right) + \hbar g [\hat{a}_A^\dagger \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_0 + h. c.] \quad (2.20)$$

Donde g contiene la susceptibilidad χ^2 . Del Hamiltoniano anterior se puede extraer la información, que el cuarzo no lineal es bombeado por un haz, \hat{a}_0 , de reiteración w . Lugo se crean dos haces \hat{a}_A^\dagger y \hat{a}_B^\dagger , de frecuencias w_A y w_B . Llamados señal y heraldo, el hamiltoniano de interacción está dado por

$$H_I \sim \chi^2 \hat{a}_0 \hat{a}_A^\dagger \hat{a}_B^\dagger + h. c. \quad (2.21)$$

Entonces, si originalmente los haces, señal y heraldo se localizan en el espacio deshabitado. El haz de bombeo se encuentra en el rango ultravioleta, se convierte en dos haces, señal y heraldo. Aquí el proceso es espontáneo.

Asúmanos ahora que el haz de bombeo es agudo, por lo que se puede describir mediante la clásica como un campo de holgura compleja, en esencia es, $\hat{a}_0 = a_0 e^{-i w_0 t}$. Entonces la ecuación (2.20) se puede escribir como

$$H = \sum_{j=0,A,B} \hbar w_j \left(\hat{n}_j + \frac{1}{2} \right) + \hbar g [\hat{a}_A^\dagger \hat{a}_B^\dagger a_0 e^{-i w_0 t} + h. c.] \quad (2.22)$$

De donde se puede verificar

$$[\hat{n}_A - \hat{n}_B, H] = 0 \quad (2.23)$$

Por lo cual, la cantidad $\hat{n}_A - \hat{n}_B$ es una constante de movimiento

$$\hbar w_0 = \hat{n}_A(t) - \hat{n}_B(t) = \hat{n}_A(0) - \hat{n}_B(0) \quad (2.24)$$

Esta relación nos da información de que los fotones señal y heraldo son siempre concebidos de forma “sincronizada”. Por otro lado, para que la transformación del proceso SPDC se observe, se deben cumplir ciertas cláusulas,

estas son conocidas como “phase matching”. Inicialmente una de ellas es la preservación de la energía, esto se enuncia como

$$\hbar\omega_0 = \hbar\omega_A + \hbar\omega_B \quad (2.25)$$

La segunda condición que debe cumplir es,

$$\hbar K_0 = \hbar K_A + \hbar K_B \quad (2.26)$$

donde los $\hbar K_0$, $\hbar K_A$ y $\hbar K_B$, simboliza los vectores de onda, el requisito de fotones debe cumplir en el interior del cristal BBO. En la transformación del SPDC del tipo-I, los fotones señal y heraldo, tienen una semejante polarización, pero estan en un ángulo recto al haz original. El Hamiltoniano de interrelación en este caso es como se describe en la ecuación (2.21), \hat{a}_0 es la amplitud del campo coherente clásico. De la condición (2.18), obliga que los fotones señal y heraldo salen emergidos del cristal en lados contrarios, estos salen en forma de conos focales. Si el estado inicial de la señal y el heraldo está dado por $|\psi(0)\rangle = |0\rangle$, corresponde el estado libre, entonces su transformación será

$$|\psi(t)\rangle = e^{[-itH_I/\hbar]}|\psi(0)\rangle \quad (2.27)$$

En la ecuación (2.19), se observa que no tiene dependencia temporal es posible escribir la transformación del estado es la siguiente manera

$$|\psi(t)\rangle = \left(1 - \frac{itH_I}{\hbar} + \frac{1}{2}\left(\frac{-itH_I}{2\hbar}\right)^2\right)e^{[-itH_I/\hbar]}|\psi(0)\rangle \quad (2.28)$$

Donde se ha realizado una aproximación de segundo orden. Si escribimos $|\psi(0)\rangle = |0_A\rangle|0_B\rangle$, entonces obtenemos

$$|\psi(t)\rangle = \left(1 - \frac{vt^2}{2\hbar}\right)|0_A\rangle|0_B\rangle + i\sqrt{t}|1_A\rangle|1_B\rangle \quad (2.29)$$

Si asimismo se realiza un proceso de post-selección, se tiene que bloquear el haz inicial, esto quiere decir que se tiene que suprimir el termino $|0_A\rangle|0_B\rangle$, obteniendo el par de fotones

$$|\psi(t)\rangle = |1_A\rangle|1_B\rangle. \quad (2.30)$$

Acorde del proceso SPDC, del tipo-II los fotones señal y heraldo tienen polarizaciones con un ángulo recto. Los efectos de la birrefringencia de los haces creados son expulsados en dos conos, acuñados ordinario y extraordinario. En la encrucijada de los conos es posible localizar a los fotones liados en polarización. Y el hamiltoniano de interrelación es

$$H_I = \hbar g [\hat{a}_{vA}^\dagger \hat{a}_{hB}^\dagger + \hat{a}_{hA}^\dagger \hat{a}_{vB}^\dagger] + h. c. \quad (2.31)$$

Donde \hat{a}_{vA}^\dagger , \hat{a}_{hB}^\dagger , \hat{a}_{hA}^\dagger y \hat{a}_{vB}^\dagger son los operados creación de los fotones en polarización horizontal y vertical. Se debe considerar que este hamiltoniano es la consecuencia de una post-selección, en la cual se debe tener en cuenta únicamente los conos que se están encrucijadas. Si se tiene en cuenta que el estado original del sistema estada es $|\psi(0)\rangle = |\psi_{vA}(0)\rangle |\psi_{hA}(0)\rangle |\psi_{vB}(0)\rangle |\psi_{hB}(0)\rangle$. Y usando la ecuación (2.21), entonces la ecuación final será

$$|\psi(t)\rangle = \left(1 - \frac{vt^2}{2\hbar}\right) |0_A\rangle |0_B\rangle - ivt(|V_A\rangle |H_B\rangle + |H_B\rangle |V_B\rangle) \quad (2.32)$$

Se ha definido $|0\rangle = |H\rangle |V\rangle$, $|V\rangle = |1_v\rangle |0_h\rangle$, $|H\rangle = |0_v\rangle |1_h\rangle$, $|V\rangle$ y $|H\rangle$, son las polarizaciones vertical y horizontal respectivamente. Es claro observar que en esta última expresión se observa los estados entrelazados (Mandel, 1985) (Mandel, Experimental realization of a localized one-photon state, 1986).

CAPITULO III

MATERIALES Y MÉTODOS

3.1. LASÉR

La emisión UV, es una emisión electromagnética, con una largura de onda más reducido que la luz visible (Galvez, 2010), es decir, en el intervalo entre 400nm y 410nm, las energías correspondientes de fotones a partir de 3eV a 124eV.

3.2. FILTROS

Un colador óptico es un medio que solo admite el paso de la luz con ciertos dominios, abole o atenúa la luz restante. Los coladores más habituales son los de color, en otras palabras, ceden luz de una especifica largura de onda, en nuestro caso 800nm (Galvez, 2010).

3.3. PLACA DE MEDIA Y CUARTO DE ONDA

Una placa de onda o retardador, es un instrumento óptico que modifica el estado de la polarización. Los tipos de las placas de son: $HWP(\theta)$ (placa de media onda) y la $QWP(\theta)$ (lamina de cuarto de onda), lo que muda la luz polarizada linealmente en circular y viceversa (Galvez, 2010).

$$HWP(\theta) = \begin{pmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & -\cos 2\theta \end{pmatrix} \quad (3.33)$$

$$QWP(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 - i \cos 2\theta & -i \sin 2\theta \\ -i \sin 2\theta & 1 + i \cos 2\theta \end{pmatrix} \quad (3.34)$$

3.4. FIBRA ÓPTICA

El filamento óptico es un medio de transmisión empleando normalmente en tejidos de datos, es un hilo de material claro, vidrios o materiales moldeable, por ese filamento se envían pulsos de luz. El haz queda completamente recluido y se dispersa por el interior del filamento con un ángulo de reflexión por sobre el ángulo de refracción completo (Galvez, 2010).

3.5. POLARIZADOR

Es un diferenciador, de un material con transferencia electiva a una definida trayectoria del vaivén del campo eléctrico de una onda electromagnética como la luz (Galvez, 2010).

$$|P\rangle = \cos\varphi|H\rangle + \sin\varphi|V\rangle, \quad (3.35)$$

En la base $\{|H\rangle, |V\rangle\}$.

3.6. COLIMADOR ÓPTICO

Un colimador es apto para estandarizar los recorridos o rayos que son emitidas por un fontanal que salen en todas las rutas y se obtiene una cascada de partículas o conglomerado de rayos con las mismas propiedades (Galvez, 2010).

3.7. MÓDULO DE CONTEO DE FOTONES INDIVIDUALES (SPCM)

Son módulos autónomos que cumplen con los bajos niveles de luz de detección analítica de la microscopia, de fluorescencia, luminiscencia. El SPCM tiene alta eficacia en la detección de fotones, alta uniformidad sobre un área activa, alto rango dinámica lineal, y cuentas oscuras bajas.

El SPCM detecta fotones individuales en toda la jerarquía de largura de onda de 400nm a 1060nm. Aprovechando un fotodiodo de avalancha de silicio único, con un área activa circular, se alcanza el pico más alto de fotones en la detección de más de 90% a 700nm sobre un área activa de $180\mu\text{m}$ de diámetro para proporcionar la máxima eficiencia (Galvez E. J., 2010).

3.8. GENERACIÓN DE FOTONES

Los fotones en un estado entrelazado se producen en el proceso llamado SPDC, en un cristal BBO de tipo-I (Galvez E. J., 2010). Se producen los fotones entrelazados por medio de dos cristales, estos están montados ortogonalmente, uno respecto al otro. Luz que incide en un cristal con polarización vertical produce un par de fotones de 800nm con polarización horizontal, y viceversa si incide polarización horizontal al segundo cristal. De la figura (4.1), se muestra el proceso SPDC, entonces se puede escribir matemáticamente el funcionamiento de los cristales

$$|V\rangle_p = |H\rangle_s |H\rangle_i \quad (3.36)$$

$$|H\rangle_p = e^{i\gamma} |V\rangle_s |V\rangle_i \quad (3.37)$$

Donde γ es una fase debido al cristal birrefringente y la disposición de los cristales. Un haz de bombeo (p), con polarización θ_p , tomado del desplazamiento vertical y la fase ϕ_p entre las componentes horizontal y vertical, es posible escribir

$$|\psi\rangle_p = \cos\theta_p |V\rangle_p + \sin\theta_p e^{i\phi_p} |H\rangle_p \quad (3.38)$$

Anudando las ecuaciones (4.1), (4.2) y (4.3), esencialmente dará

$$|\psi\rangle_p = \cos\theta_p |H\rangle_s |H\rangle_i + \sin\theta_p e^{i\phi} |V\rangle_s |V\rangle_i \quad (3.39)$$

Donde $\phi = \phi_p + \gamma$, es la diferencia de la componente horizontal y vertical.

Utilizamos la versión Clauser-Horne-Shimony-Holt (CHSH) de la desigualdad de Bell en este trabajo. El estado a medir es

$$|\psi\rangle_p = 1/\sqrt{2}(|H\rangle_s|H\rangle_i + |V\rangle_s|V\rangle_i) \quad (3.40)$$

Donde H/V denotan las polarizaciones horizontal y vertical del par de fotones y s/i indican a la señal y el heraldo que resultan del proceso SPDC, en el par de BBO's del tipo-I. Como vimos antes, un polarizador proyecta la polarización de la luz en la dirección del ángulo de transmisión del polarizador. Si el polarizador se hace girar un ángulo α , respecto a las componente horizontal y vertical, estos estados propios del polarizador de transmisión están en la base girada en un ángulo α .

$$|H_\alpha\rangle = \cos\alpha|H_\alpha\rangle_s + \sin\alpha|V_\alpha\rangle_i \quad (3.41)$$

$$|V_\alpha\rangle = \cos\alpha|H_\alpha\rangle_s + \sin\alpha|V_\alpha\rangle_i \quad (3.42)$$

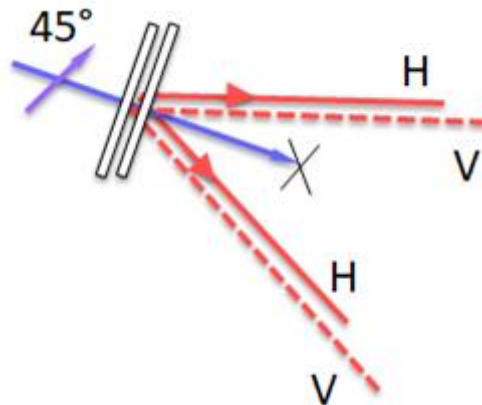


Figura 4.1: Diagrama de un material birrefringente.

Tomando en cuenta que nuestro estado enmarañado es invariante bajo el cambio de base de su polarización, reescribiendo el estado en una base de

polarización arbitraria en un ángulo α a nuestro estado original. Podemos ver que nuestro estado original queda inalterado.

3.9. MEDICIÓN DE LA POLARIZACIÓN

En nuestro experimento colocamos los APD (fotodiodo de avalancha), de modo que los detectores se ponen diametralmente opuestas al cono SPDC, verla figura 4.1. Por lo tanto, uno de los fotones enmarañados. Se coloca en la señal y heraldo un polarizador, cada polarizador es controlado mediante los ángulos μ_{exp}^a y μ_{exp}^b . A continuación, calculamos la primera probabilidad y el resultado correspondiente es $\cos^2(\mu_{exp}^a - \mu_{exp}^b)$ o $\sin^2(\mu_{exp}^a - \mu_{exp}^b)$, de acuerdo al postulado 3 de la mecánica cuántica, se obtiene

$$P_{VV}(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b) = \left| \left\langle V_{\mu_{exp}^a}^a \mid_i \left\langle V_{\mu_{exp}^b}^b \mid_s \mid \psi \right\rangle \right|^2 = \frac{1}{2} \left| \cos(\mu_{exp}^a) \cos(\mu_{exp}^b) + \sin(\mu_{exp}^a) \sin(\mu_{exp}^b) \right|^2 = \cos^2(\mu_{exp}^a - \mu_{exp}^b). \quad (3.43)$$

El resto de las probabilidades son

$$P_{HH}(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b) = \cos^2(\mu_{exp}^a - \mu_{exp}^b). \quad (3.44)$$

$$P_{VH}(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b) = \sin^2(\mu_{exp}^a - \mu_{exp}^b). \quad (3.45)$$

$$P_{HV}(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b) = \sin^2(\mu_{exp}^a - \mu_{exp}^b). \quad (3.46)$$

3.10. RELACIÓN ENTRE LAS PROBABILIDADES Y EL NÚMERO DE COINCIDENCIAS

Sea $N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b)$ el número medido experimentalmente de la señal y el heraldo, estos recuentos en coincidencias, son para las alineaciones de las polarizaciones perpendicularmente. Se puede definir de forma análoga a las probabilidades anteriores, en términos de los $N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b)$

$$P_{VV}(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b) = \frac{N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b)}{N_{Total}}. \quad (3.47)$$

$$P_{HH}(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b) = \frac{N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}^b \perp)}{N_{Total}}. \quad (3.48)$$

$$P_{VH}(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b) = \frac{N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b \perp)}{N_{Total}}. \quad (3.49)$$

$$P_{HV}(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b) = \frac{N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}^b)}{N_{Total}}.$$

(3.50)

Introduciendo la notación $\mu_{exp}^a \perp = \mu_{exp}^a + 90^\circ$, $\mu_{exp}^b \perp = \mu_{exp}^b + 90^\circ$ y $N_{Total} = N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b) + N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}^b \perp) + N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b \perp) + N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}^b)$. Por lo tanto, podemos medir las probabilidades P_{VV} , P_{HH} , P_{VH} y P_{HV} .

3.11. CORELACIÓN DE LAS PROBABILIDADES

La desigualdad CHSH, utiliza la correlación de probabilidades. Estas son definidas de acuerdo a la ecuación (2.11), entonces se puede escribir

$$\text{Esp}(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b) = P_{VV} + P_{HH} - P_{VH} - P_{HV} \quad (3.51)$$

Usando las ecuaciones (3.43), (3.44), (3.45) y (3.46) en (3.51), se obtiene

$$\text{Esp}(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b) = \cos 2(\mu_{exp}^a - \mu_{exp}^b). \quad (3.52)$$

También podemos escribir la relación de probabilidad como

$$\text{Esp}(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b) =$$

$$\frac{N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b) + N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}^b \perp) - N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b \perp) - N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}^b)}{N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b) + N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}^b \perp) + N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b \perp) + N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}^b)} \quad (3.53)$$

Similar con las otras correlaciones

$$\text{Esp}(\mu_{exp}'^a, \mu_{exp}^b) =$$

$$\frac{N(\mu_{exp}'^a, \mu_{exp}^b) + N(\mu_{exp}'^a \perp, \mu_{exp}^b \perp) - N(\mu_{exp}'^a, \mu_{exp}^b \perp) - N(\mu_{exp}'^a \perp, \mu_{exp}^b)}{N(\mu_{exp}'^a, \mu_{exp}^b) + N(\mu_{exp}'^a \perp, \mu_{exp}^b \perp) + N(\mu_{exp}'^a, \mu_{exp}^b \perp) + N(\mu_{exp}'^a \perp, \mu_{exp}^b)} \quad (3.54)$$

$$\text{Esp}(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}'^b) =$$

$$\frac{N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}'^b) + N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}'^b \perp) - N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}'^b \perp) - N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}'^b)}{N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}'^b) + N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}'^b \perp) + N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}'^b \perp) + N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}'^b)} \quad (3.55)$$

$$\text{Esp}(\mu_{exp}'^a, \mu_{exp}'^b) =$$

$$\frac{N(\mu_{exp}'^a, \mu_{exp}'^b) + N(\mu_{exp}'^a \perp, \mu_{exp}'^b \perp) - N(\mu_{exp}'^a, \mu_{exp}'^b \perp) - N(\mu_{exp}'^a \perp, \mu_{exp}'^b)}{N(\mu_{exp}'^a, \mu_{exp}'^b) + N(\mu_{exp}'^a \perp, \mu_{exp}'^b \perp) + N(\mu_{exp}'^a, \mu_{exp}'^b \perp) + N(\mu_{exp}'^a \perp, \mu_{exp}'^b)} \quad (3.56)$$

3.12. VIOLACIÓN DE LA DESIGUALDAD CHSH

Para un conjunto específico de ángulos, la desigualdad CHSH es violada.

Los ángulos que violan la desigualdad CHSH son

$$\mu_{exp}^a = 0, \mu_{exp}'^a = 2\pi/8, \mu_{exp}^b = 2\pi/16 \text{ y } \mu_{exp}'^b = 3\pi/8. \quad (3.57)$$

Reemplazando estos valores en la ecuación (4.17) y luego usando la ecuación (2.10), se obtiene

$$S = E(0, 2\pi/16) - E(0, 3\pi/8) + E(2\pi/8, \pi/8) + E(2\pi/8, 3\pi/8). \quad (3.58)$$

$$S = 2\sqrt{2}. \quad (3.59)$$

Por lo tanto, para medir S es necesario realizar las 16 mediciones proyectivas. Estas mediciones se realizan usando los retardadores ópticos (lamina de media onda, HWP(1) y HWP(2)) (Alain Aspect, 1982). En la Tabla N°1, se muestra la configuración

Tabla N°1. Configuración

CORRELACIÓN	HWP (1)	HWP (2)
$1 = N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b)$	0°	22.5°
$10 = N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}'^b \perp)$	0°	157.5°
$11 = N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}'^b \perp)$	90°	45°
$12 = N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}'^b)$	90°	22.5°
$13 = N(\mu_{exp}'^a, \mu_{exp}'^b)$	180°	67.5°
$14 = N(\mu_{exp}'^a \perp, \mu_{exp}'^b \perp)$	180°	157.5
$15 = N(\mu_{exp}'^a, \mu_{exp}'^b \perp)$	135°	35.5°
$16 = N(\mu_{exp}'^a \perp, \mu_{exp}'^b)$	135°	157.5°
$2 = N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}^b \perp)$	0°	112.5°
$3 = N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}^b \perp)$	90°	22.5°
$4 = N(\mu_{exp}^a \perp, \mu_{exp}^b)$	90°	112.5°
$5 = N(\mu_{exp}'^a, \mu_{exp}^b)$	45°	22.5°
$6 = N(\mu_{exp}'^a \perp, \mu_{exp}^b \perp)$	45°	112.5°
$7 = N(\mu_{exp}'^a, \mu_{exp}^b \perp)$	135°	22.5°
$8 = N(\mu_{exp}'^a \perp, \mu_{exp}^b)$	135°	112.5°
$9 = N(\mu_{exp}^a, \mu_{exp}'^b)$	0°	67.5°



CAPITULO IV

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

4.1. FUENTES DE FOTONES ENMARAÑADOS

El diagrama del montaje piloto que se exhibe en la figura (5.1). La descripción es la siguiente: Laser UV de longitud de onda de 400nm, con una potencia de 37.5mW. Laser He-Neon, sirve para alinear el camino de los fotones gemelos. HWP es la lámina que controla las cantidades $\cos\theta$ y $\sin\theta$, con una largura de onda de 400nm.

QWP es la lámina de cuarto de onda de 400nm, controla la fase entre $|H\rangle_s|H\rangle_i$ y $|V\rangle_s|V\rangle_i$. Los BBO's son los que emiten los fotones enmarañados. M, son los espejos que reflejan la luz. MF, es un espejo de movimiento. D1 y D2 son los sistemas previa detección, en su interior hay un par de lentes fijos, esos lentes coliman la luz. Y un filtro, la función del filtro es dejar pasar la largura de onda de los fotones, en este caso es de 800nm. SPCM, su función es realizar el efecto fotoeléctrico, justo cuando llegan el par de fotones. FPGA, cuentan los pulsos generados por los fotones. Cuando estos pulsos llegan al mismo tiempo, se llama coincidencia. En nuestro caso el tiempo de la venta de tiempo del FPGA es de 10.42ns (O. Ortiz, 2014).

Discusión: Este arreglo se implementó de acuerdo al criterio del experimentador, se podría mejorar usando la técnica en el siguiente artículo (Daniel F. V. James, 2001).

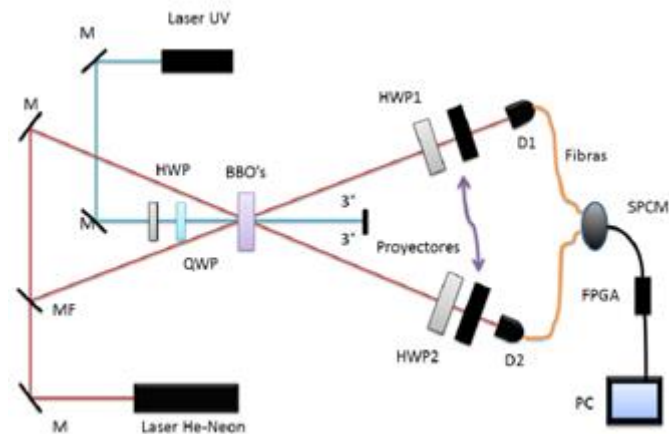


Figura 5.1: Diagrama del montaje experimental: Laser UV, Laser He-Neón, HWP y QWP son las láminas de media y cuarto de onda. BBO's son los cristales Beta Bario Borato, M son espejos, MF son espejos de movimiento y D1 y D2 son los detectores.

4.2. ALINEACIÓN DE LOS DETECTORES D1 Y D2

Como se observa en la figura (5.1), realizamos las alineaciones de los brazos, estos están en la dirección de cono de luz de los fotones, y estos fotones son emitidos del BBO, con un ángulo de 6° de brazo a brazo. Nosotros simulamos el camino de los fotones con un láser de He-Neón de 633nm tal como si fuera una recta. Los puntos de estas rectas están en los BBO's y detector D1, la distancia del BBO a D1 es de un metro. Luego se enfoca la luz de 633nm en el colimador y luego se pone la fibra óptica en el detector D1, se registra la intensidad de luz con un potenciómetro, en nuestro caso la potencia del láser de 633nm es de 15mW. Y cuando se pone el colimador y la fibra óptica, el registro era de 12mW, este procedimiento se hace para el detector D2.

Discusión: Se podría usar un láser de alineación cercana a la longitud de onda de los fotones, esto serviría para un mejor acople de los detectores y así se mejoraría la eficiencia de D1 y D2.

4.3. MÉTODOS

- 1) La Colocar una HWP de 400nm a 22.5°, garantiza el estado diagonal. Ajustar la misma HWP a 45°, esto garantiza los estados diagonales y anti diagonales.
- 2) Verificar que el estado $|H\rangle|V\rangle$ y $|V\rangle|H\rangle$, deber ser mínimos (girando la HWP de 800nm).
- 3) Calibrar el ángulo azimutal del cristal compensador o usar una QWP de 400nm, maximizar $|D\rangle|D\rangle$ y $|A\rangle|A\rangle$.
- 4) Todos los pasos del 1) al 4) se hace con el fin de tener un estado enmarañado deseado.
- 5) Al final medir la desigualdad CHSH (1969).

Discusión: Se podría usar una HWP de cero órdenes para controlar la polarización del láser UV.

4.4. EVIDENCIA DEL ENMARAÑAMIENTO CUÁNTICO

Realizamos las 16 combinaciones de los ángulos, tal como se ve la tabla 1, cambiamos los α^a, β^b , como indica la tabla 1. Las coincidencias que detectamos eran las siguientes: $Nun_1=861.1$, $Nun_2=189.0$, $Nun_3=182.7$, $Nun_4=899.6$, $Nun_5=863.4$, $Nun_6=189.6$, $Nun_7=184.2$, $Nun_8=890.2$, $Nun_9=142.2$, $Nun_{10}=891.8$, $Nun_{11}=924.4$, $Nun_{12}=149.9$, $Nun_{13}=786.5$, $Nun_{14}=245.5$, $Nun_{15}=295.6$, $Nun_{16}=810.6$. Analizamos estas cantidades en las siguientes expresiones:

$$E_1 = \frac{Nun_1 - Nun_2 - Nun_3 - Nun_4}{Nun_1 + Nun_2 + Nun_3 + Nun_4} \quad (4.58)$$

$$E_2 = \frac{Nun_5 - Nun_6 - Nun_7 - Nun_8}{Nun_5 + Nun_6 + Nun_7 + Nun_8} \quad (4.59)$$



$$E_3 = \frac{Nun_9 - Nun_{10} - Nun_{11} - Nun_{12}}{Nun_9 + Nun_{10} + Nun_{11} + Nun_{12}} \quad (4.60)$$

$$E_4 = \frac{Nun_{13} - Nun_{14} - Nun_{15} - Nun_{16}}{Nun_{13} + Nun_{14} + Nun_{15} + Nun_{16}} \quad (4.61)$$

Donde $E_1 \sim 0.605$, $E_2 \sim 0.603$, $E_3 \sim -0.775$, $E_4 \sim 0.501$, resultando

$$S = E_1 - E_2 + E_3 + E_4 = 2.485 \quad (4.62)$$

Discusión: Este resultado es una prueba experimental, corresponde a la primera existencia del enmarañamiento cuántico en el Perú. Los Nun_i se podrían mejorar sincronizando el tiempo de vuelo de los fotones, esto se haría para que lleguen a los detectores.



V. CONCLUSIONES

Tenemos hoy en día un número impresionante de experimentos dedicados en las desigualdades CHSH. Por otra parte, nuestros resultados experimentales están de acuerdo con la predicción teórica.

Dos partículas enmarañadas están en sintonía, esto implica que nuestra fuente debe considerarse como un objeto global. La propuesta de este trabajo de investigación es demostrar el enmarañamiento en la polarización de los fotones creados por emisión espontánea de baja conversión (SPDC), en dos cristales beta bario borato del tipo-I.

Por otro lado, mostramos que la desigualdad CHSH por el número de coincidencias detectadas de los fotones señal y heraldo, en nuestro detector usamos la rotación de los polarizadores lineales, HWP(1) y HWP(2), para una selección de 16 combinaciones de los ángulos. Logrando un valor de $S=2.485$, que en la teoría es $S = 2\sqrt{2}$.

Nuestra experimentación confirma exitosamente la evidencia del enmarañamiento cuántico de fotones en la polarización.



VI. RECOMENDACIONES

Una primera recomendación es la ventana de tiempo del FPGA, podría ser menor a lo que se usó en este trabajo, el cual era de 10.42ns. Otro aspecto importante es usar otro BBO, por ejemplo, se podría usar un cristal BiBo, genera más pares de fotones.

Si este experimento se lograría implementar en la Universidad Nacional del Altiplano-Puno, en la escuela profesional de ciencias físico matemáticas, se tendría una fuente cuántica, y con esa fuente se podría hacer investigación de nivel internacional.



VII. REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

A. Einstein, B. P. (1935). Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? *Physic Review*, 47.

Alain Aspect, P. G. (1982). Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*.

Bell, J. S. (1964). On the Einstein Podolsky Rosen paradox. *PHYSICS PHYSIQUE FIZIKA*.

BELL, J. S. (1966). On the Problem of Hidden Variables in Quantum Mechanics. *REVIEWS OF MODERN PHYSICS*.

Daniel F. V. James, P. G. (2001). Measurement of qubits. *PHYSICAL REVIEW A*.

Galvez, E. J. (2010). *Colgate University* . Obtenido de <https://www.colgate.edu/about/directory/egalvez>

Galvez, E. J. (2010). Qubit quantum mechanics with correlated-photon experiments. *American Journal of Physics*.

John F. Clauser, M. A. (1970). Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*.

Lidar, D. A. (2020). Lecture Notes on the Theory of Open Quantum Systems. pág. 131.

Mandel, C. K. (1985). Experimental realization of a localized one-photon state. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*.

Mandel, C. K. (1985). Theory of parametric frequency down conversion of light. *PHYSICAL REVIEW A*.



Mandel, C. K. (1986). Experimental realization of a localized one-photon state.

PHYSICAL REVIEW LETTERS.

O. Ortíz, Y. Y. (2014). Polarimetric measurements of single-photon geometric phases.

PHYSICAL REVIEW A.

Paul G. Kwiat, E. W. (1999). Ultrabright source of polarization-entangled photons.

PHYSICAL REVIEW A.

S. P. Walborn, C. H. (2010). Spatial correlations in parametric down-conversion.

Physics Reports, Pages 87-139.

V. G. Dmitriev, .. G. (1991). *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. New York:

Springer-Verlag.

ANEXOS

ANEXO I: Incertidumbre del valor de S

La incertidumbre de la i medición N_i es $\sigma_{N_i} = \sqrt{N_i}$, y la incertidumbre de S es

$$\sigma_S = \sqrt{\sum_{i=1}^{16} (\sigma_{N_i} \frac{\partial S y}{\partial x})^2}$$

Vista global del arreglo experimental

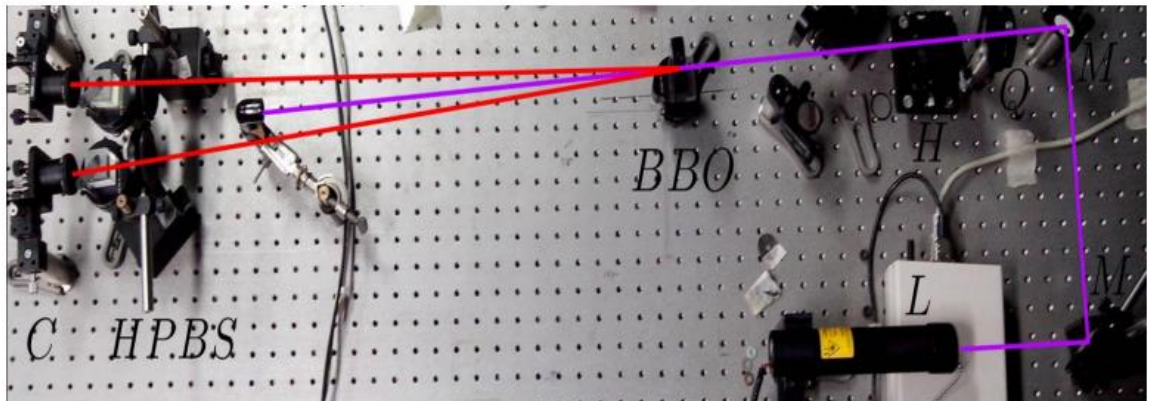


Figura A.1: Diagrama del montaje experimental .