



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE  
MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIO EXPERIMENTAL DEL  
CONTROL DE PAREJAS DE FOTONES  
GENERADAS POR UN HAZ BESSEL  
GAUSS DE ORDEN CERO

T E S I S  
QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:  
FÍSICA

P R E S E N T A:  
DALIA GABRIELA GUTIÉRREZ LÓPEZ

DIRECTOR DEL TRABAJO:  
ALFRED BARRY U'REN CORTÉS

Ciudad de México, 2019





Universidad Nacional  
Autónoma de México



**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.



## Datos del Jurado

### **1. Datos de la alumna**

Gutiérrez López  
Dalia Gabriela  
Universidad Nacional Autónoma de México  
Facultad de Ciencias  
Física

### **2. Datos del tutor**

Dr  
Alfred Barry  
U'Ren  
Cortés

### **3. Datos del sinodal 1**

Dr  
Fernando  
Ramírez  
Martínez

### **4. Datos del sinodal 2**

Dr  
Víctor Manuel  
Velázquez  
Aguilar

### **5. Datos del sinodal 3**

Dr  
Asaf  
Paris  
Mandoki

### **6. Datos del sinodal 4**

Dr  
Amado Manuel  
Velázquez  
Benítez

### **7. Datos del trabajo escrito.**

Estudio experimental del control de parejas de fotones  
generadas por un haz Bessel Gauss de orden cero  
57 p.  
2019



*A José,  
el amor andante.*

*A Victoria Mariano (1935-2016)  
y M. Angelina López (1924-2000);  
soy resultado de su fortaleza y dedicación.*

*A José Nieves,  
mi Tata querido y longevo.*

*A mi Azulita (2003-2016),  
ahora vive como naranjo,  
pero siempre a mi lado.*



Por fin echando marcha atrás,  
yendo a un sitio anterior al meridiano,  
estoy empezando a caer, creer, caer, leer,  
a creer leer,  
a darme cuenta  
de que despejar la incógnita  
de mis dardos o mis blancos  
puede nunca tener fin.

“Mi escondite predilecto” (fragmento),  
Pura López Colomé



---

## Agradecimientos

---

Estas páginas representan la clausura de mi primer escalón académico y, reconozco que no hubiera sido posible sin el apoyo y participación instantánea, momentánea o permanente de muchas personas en el camino. A continuación algunas de ellas :

Gracias al Dr. Alfred U'Ren, por la oportunidad y apoyo para trabajar en el Laboratorio de Óptica Cuántica del ICN-UNAM, por la confianza depositada en mí para involucrarme en diversos proyectos, que sin duda me han entrenado bien. Además por todas las recomendaciones, comentarios y correcciones sobre este trabajo.

Asimismo agradezco al Dr. Fernando Ramírez , Dr. Víctor Velázquez, Dr. Asaf Paris y al Dr. Amado Velázquez por aceptar el compromiso de ser sinodales y hacer las notas pertinentes. Porque sus opiniones contribuyeron a que quedara completamente satisfecha de este trabajo.

Gracias a la Dra. Rocío Jáuregui por su tiempo invertido en traducir el experimento a ecuaciones, por las simulaciones, pláticas y complementos. Por estar en la mejor disposición de escuchar y apoyar para que las cosas fluyeran.

Gracias al Dr. Josué Hernández y a la M. en C. Mónica Maldonado, por la dedicación y voluntad para que salieran las mediciones. Por las discusiones, debates y el auténtico trabajo en equipo. Por aceptar mis terquedades como propuestas y, ver las fallas comunes e individuales con humor y simpatía. Por su apoyo y amistad.

Gracias al Dr. Héctor Cruz, por su apoyo técnico durante la realización del experimento y mi estancia. Por dedicarle tiempo a las simulaciones y a que el laboratorio sea funcional día a día.

---

Gracias al Dr. Daniel Cruz, por la paciencia para enseñarme el uso, cuidados del material y dispositivos de laboratorio. Por denotar mis errores cuando fue necesario, sin perder la cordialidad y por constantemente transmitirme su experiencia.

A mis compañeros del laboratorio. Por los préstamos *quasi* voluntarios de material y convivencia.

Gracias a todos los profesores y profesoras de la facultad (y etapas previas), por su disposición a enseñar y comunicar lo que saben.

Gracias U.N.A.M. por ser este espacio tan plural y uno de mis hogares; por ser el lugar que me ha formado en todos los aspectos y maneras posibles.

Gracias a la beca de ayudante de investigador (CONACyT) así como al fondo No. FA9550-16-1-0458 (AFOSR), por el apoyo económico.

---

## Agradecimientos personales

---

Gracias mamá y papá, por educarme con el ejemplo y contraejemplo, por hacerme independiente de pensamiento y acciones. Por establecer mi educación como una prioridad y buscar calidad en ella. Por apoyarme y expresar su cariño de las maneras que conocen. Por su esfuerzo en dar pasos adelante de las condiciones en las que empezaron, sin poner a un lado nuestras raíces.

Gracias a José. Por ser mi hermano y compañero perfecto; una fuente inagotable de alegría, cariño y además siempre querer compartirlo conmigo. Por diseñar tu propio lenguaje y mediante él darme mis primeras y más significativas, lecciones de abstracción y empatía. (\*)

Gracias a mi hermana, Itzel. Porque con y sin distancia de por medio, estás al pendiente y sé que cuento contigo en todo momento. Por tu voluntad invertida en convertirte en un ejemplo a seguir. Gracias a Miguel por tu constante apoyo, a veces silencioso y otras sonoro, pero siempre presente.

A mis tías Adriana y David, así como a mis primas Quetzalli, Zitzi y David. Por poner mi bienestar como parte de su agenda; recibirme con los brazos abiertos y hacer de mis visitas momentos invaluable. Por su abrigo constante y apapachador. A Quetz, por ser mucho más que una prima, mi cómplice incondicional y permanente.

A la familia completa y la extendida, a mis amigos.

Gracias a tí, Jan. Por tu presencia sigilosa y continua. Por nuestras interminables pláticas, que se convirtieron en un refugio mental y transformaron al depa en un hogar.

(\*) Estoy segura que algún día vas tener todo el conocimiento necesario para leer esto.

---

A Clem, Karina, María, Ilya, Sofi, Nico, Luis, Chino, Darío, Rita, Miguel, Pau, Olmo, Claudio, Eric, Fer y a todos mis amigos de la facultad. A ustedes en especial, por hacer de su casa mi casa. Por las horas de estudio, tareas y toda labor académica juntos pero sobretodo, por todas las comidas, fiestas e interminables pláticas, anécdotas y carcajadas compartidas.

Porque su compañía y amistad me cambió (y me sigue cambiando) en muchos más aspectos de los que les puedo explicar y agradecer. Por su inmenso cariño, apoyo y comprensión.

Gracias a tí, Nico. Por brindarme tu respaldo coherente y sincero. Porque cuando el estrés y caos se acapararon de mí, te encargaste de hacerme reír y recordarme a no sucumbir ante la adversidad. Por ser la prueba fehaciente de que las obsesiones dan buenos frutos y apoyar las mías. También gracias a Inés, Gina y Víctor por estar presentes en esta etapa.

Gracias a tí, Dania. Por conocerme tan bien que nuestra comunicación no necesita palabras y la compañía nunca falta, sin importar los kilómetros de distancia. Gracias por el mejor regalo del mundo mundial. También a toda la familia Romero Mata, por estar al pendiente y hacerme sentir tan bienvenida en su casa y vida.

A Gaby Aveleyra, porque desconocemos los efectos del tiempo, y sabemos bien de sinceridad y aprecio. A Gaby Flores, porque tu amistad ha sido clave para mantener mi balance; por incluirme en tus viajes y sacarme de la burbuja.

A los que me faltó mencionar explícitamente y han estado en mi camino, gracias.

*“My life is knitted together by the most exquisite human beings”*

Elizabeth Gilbert

Gracias infinitas

---

## Acrónimos

---

APD	<i>Avalanche Photo-Diode</i> , Fotodiodo de avalancha
AS	<i>Angular Spectrum</i> , Espectro angular
BBO	$\beta$ - <i>Barium Borate</i> , Borato de bario
BG0	<i>Zeroth-order Bessel-Gauss</i> , Bessel Gauss de orden cero
BS	<i>Beam Splitter</i> , Divisor de haz
CAS	<i>Conditional Angular Spectrum</i> , Espectro angular condicional
CCD	<i>Charge-Coupled Device</i> , Dispositivo de carga acoplada
FT	<i>Fourier Transform</i> , Transformada de Fourier
ICCD	<i>Intensified CCD</i> , CCD intensificada
LASER	<i>Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i> Amplificación de luz por emisión estimulada de radiación
NLO	<i>Nonlinear Optics</i> , Óptica no lineal
PBS	<i>Polarized Beam Splitter</i> , Divisor de haz polarizado
QKD	<i>Quantum Key Distribution</i> , Distribución de llaves cuánticas
QWP	<i>Quarter Wave Plate</i> , Placa de cuarto de onda
SPDC	<i>Spontaneous Parametric Down-Conversion</i> , Conversión paramétrica descendente espontánea



---

## Notación

---

$\omega$	Frecuencia angular del haz
$k$	Número de onda
$c$	Velocidad de la luz
$\vec{\mathbf{k}}$	Vector de onda
$k_a$	Componentes del vector de onda ( $a = x, y, z$ )
$\vec{\mathbf{k}}_{\perp}$	Componente transversal del vector de onda $\vec{\mathbf{k}}$
$\kappa_{\perp}$	Radio del AS en el espacio de momentos
$\delta\kappa_{\perp}$	El ancho de AS definido por $\kappa_{\perp}$
$\omega_0$	Cintura del haz Gaussiano
$\theta$	Ángulo entre el eje de propagación y $\vec{\mathbf{k}}_{\perp}$
$d_b$	Diámetro del orden cero del haz Bessel Gauss
$L$	Longitud del cristal no lineal
$\beta$	Ángulo de <i>walk-off</i>
$n_o(n_e)$	Índice de refracción ordinario(extraordinario)
$\hat{a}^{\dagger}$	Operador de creación
$R_s$	Tasa de cuentas simples
$R_c$	Tasa de cuentas en coincidencia



---

# Resumen

---

El objetivo de este trabajo fue comprobar mediante un experimento y simulaciones, que es posible el control en el espectro angular de fotones generados por el proceso de conversión paramétrica descendente espontánea (SPDC, por sus siglas en inglés). Con la particularidad de que el haz de bombeo tiene una estructura Bessel Gauss de orden cero (BG0).

Hablamos de control en el aspecto de que seleccionamos los vectores de onda transversal que se transmiten, por medio de un semiplano que bloquea la mitad del espectro angular, sin alterar la correlación en la pareja de fotones.

El montaje experimental se diseñó de tal manera que la alineación se hace con un haz Gaussiano, mientras que las mediciones de las coincidencias de las parejas de fotones con el haz BG0. También se consideró que al agregar la obstrucción (y su rotación) no alteraran el camino óptico.

Como el interés es en la estructura transversal, la mayoría de los resultados son imágenes en distintos planos, para varios ángulos de rotación en el bloqueo. De ellas y su análisis podemos confirmar que en la detección, se reproduce la estructura del bombeo, confirmando el control antes mencionado. En [1] se muestra una versión abreviada del trabajo.



---

# Abstract

---

The spatial properties of photon pairs produced by the process of spontaneous parametric down-conversion (SPDC), with an apertured zeroth-order Bessel-Gauss beam (BG0), were studied in theory and experiment. We developed a method that modifies the structured pump beam with the rotation of a half-plane aperture, and allows the selection of either one, or a portion of the two individual cones that form the SPDC dual-cone angular spectrum (AS) and also, determine the shape and orientation of the conditional angular spectrum (CAS).

The experimental setup was set in such way that the alignment was done with a Gaussian beam while the measurements with the BG0, and we also considered that the obstruction (and its rotation) did not alter the optical path.

Because our interest was in the structure of the biphotons, most of the results are images in different planes, with several rotation angles for the blockage. After analyzing the results, we can confirm that the pump structure prevails until detection of the photon pairs and, this control of the SPDC spatial properties can be useful for quantum information processing protocols. A shortened version is shown in [1].



---

# Índice

---

<b>Acrónimos</b>	<b>V</b>
<b>Notación</b>	<b>VII</b>
<b>Resumen</b>	<b>IX</b>
<b>Abstract</b>	<b>XI</b>
<b>Antecedentes</b>	<b>1</b>
<b>1 Generalidades de la luz</b>	<b>5</b>
1.1 Ondas electromagnéticas . . . . .	5
1.2 Estructura . . . . .	7
1.3 Haz Bessel Gauss . . . . .	8
1.4 Óptica no lineal . . . . .	11
<b>2 Teoría de la conversión paramétrica descendente espontánea</b>	<b>13</b>
2.1 Generación de parejas de fotones . . . . .	13
2.2 Espectro angular . . . . .	16
2.3 Espectro angular condicional . . . . .	21
<b>3 Experimento</b>	<b>25</b>
3.1 Montaje . . . . .	25
3.1.1 Generación del haz Bessel Gauss . . . . .	27
3.1.2 Fuente de parejas de fotones . . . . .	30
3.1.3 Retraso óptico . . . . .	30
3.1.4 Detección . . . . .	31
3.1.5 Filtro espacial . . . . .	33

# ÍNDICE

---

<b>4</b>	<b>Resultados</b>	<b>35</b>
4.1	Propagación libre . . . . .	35
4.1.1	Cuentas simples y dobles . . . . .	38
4.2	Obstrucción . . . . .	40
4.2.1	Cuentas simples y dobles . . . . .	41
<b>5</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>45</b>
5.1	Perspectivas a futuro . . . . .	46
5.1.1	Modificaciones . . . . .	46
5.1.2	Aplicaciones . . . . .	47
<b>A</b>	<b>Dispositivos Experimentales</b>	<b>49</b>
A.1	APD . . . . .	50
A.2	ICCD . . . . .	50
A.3	Axición . . . . .	51
A.4	Cristal . . . . .	51
A.5	Filtros espectrales . . . . .	51
	<b>Bibliografía</b>	<b>53</b>

---

# Antecedentes

---

En años recientes hemos visto cómo la manera de vivir se ha modificado debido a la tecnología y hay que tomar en cuenta que, gran parte de estos cambios, han sido gracias a la investigación en las propiedades ópticas de los materiales, así como del comportamiento de la luz en distintos medios.

En 1905, Einstein publicó un artículo [2] explicando porqué al incidir luz con ciertas características, se produce una corriente eléctrica. Ahora conocemos a este fenómeno físico como efecto fotoeléctrico y, se apoyó de la suposición de Planck en la que la luz está constituida por partículas sin masa llamadas fotones, que se emiten de manera discreta.

Regresando al objetivo trabajo, le llamamos óptica cuántica al área de la física moderna que se enfoca en estudiar la interacción entre los fotones y la materia.

## Contexto

El interés en controlar el comportamiento de la luz surge, entre otras razones, por los vastos grados de libertad en los estados cuánticos de los fotones, por no verse afectados por el acoplamiento térmico con el exterior y además se pueden preparar, procesar y medir con cierta simplicidad [3]. En síntesis, los fotones son fáciles de transportar y la interacción con los alrededores es mínima.

De los fenómenos más intrigantes que suceden a escala nanométrica, está la del entrelazamiento cuántico, donde por fluctuaciones del vacío y bajo determinadas circunstancias, se generan dos fotones que comparten información entre sí en todo momento e independientemente de la distancia entre ellos.

Este comportamiento motivó la investigación en las distintas formas de generar fotones gemelos, aspecto al que también nos referimos como ingeniería de fuentes de parejas fotones y, actualmente es la principal línea de investigación, en el Laboratorio de Óptica Cuántica del Instituto de Ciencias Nucleares, de la Universidad Nacional Autónoma de México.

Durante varios años, el grupo de trabajo ha estudiado diferentes aspectos de los fotones generados, mediante un proceso llamado conversión paramétrica descendente espontánea (SPDC<sup>1</sup>, por sus siglas en inglés). Estas investigaciones se han enfocado en las consecuencias que tiene la estructura del bombeo en la pareja de fotones, es decir se han modificado diferentes propiedades del bombeo, y luego se observan distintos planos transversales para corroborar la transferencia de las mismas. Además se ha adaptado la metodología acorde a los avances en dispositivos y nuevos resultados.

Por ejemplo, se demostró la transferencia de comportamiento adifraccional [4] y de momento angular orbital [5], así como los efectos de la longitud de un cristal no lineal [6], y más.

En particular, se publicó en 2016 [7] una investigación que marcó la pauta del actual. En él se observó el espectro angular (AS), el espectro angular condicional (CAS) y, las correlaciones transversales del vector de onda de la pareja de fotones; para diferentes valores de la cintura de un haz estructurado Bessel Gauss de orden cero (BG0), donde algunos valores están en un régimen paraxial y otros no.

Mientras que en este trabajo queremos comprobar, con experimento y simulaciones, la hipótesis de que es posible controlar las propiedades espaciales del AS y por lo tanto del CAS de fotones con estructura BG0, fuera del régimen paraxial y generados por SPDC.

En este contexto, hablamos de control en referencia a que buscamos seleccionar por medio de una obstrucción binaria, la transmisión de determinados vectores de onda transversal.

Es necesario tomar en cuenta que medir el CAS incluye detectar la tasa de coincidencias de fotones en dos planos diferentes y, por los dispositivos implementados es necesario un retraso óptico considerable, lo que ocasiona la necesidad de muchos elementos ópticos. A pesar de ello esperamos que la correlación de los fotones se mantenga, tomando en cuenta la distancia y que se filtra de manera espacial parte de la información.

Estos experimentos que estudian las propiedades que se heredan de los fotones de bombeo a los generados, nos brindan una amplia perspectiva sobre la transmisión de información; aspecto fundamental para proponer e implementar protocolos, sobre todo aquellos dedicados a la codificación, como la

---

<sup>1</sup>Los términos técnicos se explicarán en los siguientes dos capítulos.

distribución de claves cuánticas (QKD, por sus siglas en inglés), memorias cuánticas, etc. Tomando en cuenta que el reto general de la información cuántica, es desarrollar técnicas que permitan la eficaz transferencia de la información que portan los fotones a los átomos y viceversa [8].

## **Organización del texto**

Comienzo con las propiedades clásicas de la luz que tienen mayor participación en el experimento, así como las cualidades del haz estructurado BG0 que motivaron su aplicación en este trabajo.

En el segundo capítulo, hablo de los efectos que tiene un medio no lineal de segundo orden en los fotones de un haz coherente, que se relacionan con la generación de parejas de fotones. También menciono los detalles del AS y CAS al tener un haz BG0 y SPDC, junto con simulaciones realizadas por el Dr. Héctor Cruz.

El siguiente capítulo expongo a detalle el montaje experimental y, los aspectos relacionados con la adquisición de datos que hicimos el Dr. Josué Hernández, la M. en C. Mónica Maldonado y yo.

El cuarto capítulo plantea los resultados obtenidos, junto con una comparación de las simulaciones, que estuvieron a cargo del Dr. Héctor Cruz y la Dra. Rocío Jáuregui. Y corresponden al análisis y discusión de los mismos.

Seguido del último capítulo, donde colecto las conclusiones respecto a las mediciones y el experimento en general, así como factibles nuevas líneas de investigación y mejorías.

Además agrego un apéndice con las características técnicas de los dispositivos utilizados en el experimento.



*"Now is the time to understand more, so that we may fear less."*

Marie Curie

## Capítulo 1

---

# Generalidades de la luz

---

El interés en el área se refleja con las extensas aplicaciones tecnológicas de la luz, así como en los vastos premios nobel asociados a fenómenos ópticos y su manipulación. Aunado a ello la Asamblea General de las Naciones Unidas declaró al año 2015, año Internacional de la luz y las tecnologías basadas en la luz.

En este capítulo veremos sus características clásicas que se relacionan con el experimento, comenzando por una breve presentación de las ondas electromagnéticas; donde hablamos de la longitud de onda, frente de onda, vector de onda, entre otros conceptos. Luego se describe con ecuaciones y texto, el comportamiento del haz Bessel Gauss y terminamos con una reseña general de óptica no lineal.

### 1.1. Ondas electromagnéticas

La teoría desarrollada por James Maxwell en 1861, que se resume en un conjunto de 4 ecuaciones que llevan su nombre y describe a la luz como ondas electromagnéticas. Fue exitosa por varios años, hasta que se quiso describir la radiación de cuerpo negro<sup>1</sup>, problema que impulsó el nacimiento de la física cuántica.

Conceptualmente decimos que la onda es una perturbación en un medio

---

<sup>1</sup>Es un objeto teórico que se asume absorbe toda la radiación que incide sobre él.

continuo, que se propaga con forma determinada a velocidad constante [9]. En el caso de la luz, se describe apropiadamente con la ecuación de onda

$$\nabla^2 \Psi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \quad (1.1)$$

donde  $\Psi(x, y, z, t)$  es la función de onda para coordenadas cartesianas en tres dimensiones,  $t$  el tiempo,  $c$  la velocidad de la luz en el vacío<sup>2</sup> definida como  $1/c^2 \equiv \epsilon_0 \mu_0$ , con  $\epsilon_0$  la permitividad eléctrica y  $\mu_0$  la permeabilidad magnética. Además si nos fijamos en las posibles soluciones a la ecuación (1.1), una de las más sencillas es [9]

$$\Psi(z, t) = A \cos(kz + \omega t - \phi_0),$$

que describe a una onda que se propaga en  $z$  con amplitud  $A$ , número de onda  $k$ , velocidad angular  $\omega$ , constante de fase  $\phi_0$  ( $0 \leq \phi_0 < 2\pi$ ) y fase  $\phi = (kz + \omega t - \phi_0)$ . Ahora, definimos al lugar geométrico que se forma por los puntos que comparten la misma fase, como frente de onda. Además note que la ecuación (1.1) admite la superposición de soluciones.

La onda es periódica en el espacio, lo que nos lleva a definir al número de unidades de longitud por onda como  $\lambda$ , y se expresa en nanómetros (nm) [11]. Si seleccionamos a una  $\lambda$  entonces el haz es monocromático, premisa que simplifica las ecuaciones pero no se cumple experimentalmente; lo que en realidad sucede es que tenemos un ancho de banda, es decir que la emisión de la luz está centrada en una longitud de onda pero no es la única que se emite, aspecto al que le llamamos paquete de onda (*wave packet*) y es posible por la superposición antes mencionada.

Además, por ser funciones armónicas y para que tengan sentido físico, es necesario que se cumpla

$$\lambda = \frac{2\pi}{k}.$$

Otro concepto que falta describir es la frecuencia angular  $\omega = 2\pi\nu$ , donde  $\nu$  es la frecuencia temporal (número de oscilaciones por unidad de tiempo) y, la podemos asociar con el periodo espacial mediante  $c = \lambda\nu$ , entonces afirmamos que  $\omega = ck$ , lo que nos permite deducir la relación de dispersión,

$$c = \frac{d\omega}{dk}.$$

---

<sup>2</sup>Usualmente redondeado a  $3 \times 10^8$  y, con valor exacto de  $c = 299\,792\,458 \text{ ms}^{-1}$  [10].

Los campos eléctricos y magnéticos oscilan perpendicularmente a la dirección de propagación, entonces se estudia como una onda electromagnética transversal [9], y es polarizada linealmente cuando la orientación del campo eléctrico es constante, aunque su magnitud y signo varíen en el tiempo. Es decir que en este caso, el campo eléctrico reside en el que se conoce como el plano de oscilación; el cual contiene al vector de campo eléctrico  $\vec{E}$  y al vector de onda  $\vec{k}$  en la dirección del movimiento [11].

Cuando la luz atraviesa un medio, éste repercute directamente en la propagación y da lugar a definir la tasa en la que cambia su velocidad, conocido como índice de refracción absoluto  $n \equiv c / v$ , donde  $v$  es la velocidad de la luz en dicho medio.

Cabe mencionar que dependiendo del medio, este índice puede ser función de la posición dentro de él (en el caso no homogéneo), y también es posible que tenga dos índices de refracción, que es una propiedad de los materiales conocida como birrefringencia.

## 1.2. Estructura

Al usar el término de estructura como una característica de la luz, nos referimos a la distribución de intensidad en el plano ortogonal a la dirección de propagación. Para ello usamos el vector de onda  $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ , también conocido como la frecuencia espacial angular. Está conformado por las componentes transversales  $k_x, k_y$  y al conjunto lo denotamos con  $\vec{k}_\perp = (k_x, k_y)$  (un caso particular se ilustra en la figura 1.2(b)), mientras que la componente  $k_z$  indica la dirección en la que se propaga.

También notemos que la norma de este vector es el número de onda, es decir  $\|\vec{k}\| = k$ , por lo que podemos escribir [12]

$$k^2 = k_z^2 + \|\vec{k}_\perp\|^2. \quad (1.2)$$

Al solucionar la ecuación (1.1), generalmente se usa un haz Gaussiano y aproximación paraxial, que se interpreta físicamente como que los rayos de luz llegan a ángulos pequeños con respecto al eje óptico, es decir que los valores de  $k_x$  y  $k_y$  son tales que están cerca de una recta. Otra forma de verlo es decir que se cumple  $\vec{k}_\perp \rightarrow 0$  o que  $\vec{k}_\perp \ll k_z$ .

Un aspecto intrínseco en el experimento, es la forma en que los sistemas

ópticos procesan la luz para formar patrones de intensidad transversal, comúnmente conocidos como imágenes. En particular, recordemos que cuando la luz atraviesa una lente, en el plano localizado a una distancia focal de la lente, se obtiene el patrón del campo lejano que se le conoce como de Fraunhofer, el cual también coincide con el de la transformada de Fourier (FT, por sus siglas en inglés) en dos dimensiones [11], y por ello decimos que para realizar la FT experimental se utiliza una lente.

Otra herramienta matemática muy usual al momento de resolver procesos en óptica, es la representación del espectro angular (AS, por sus siglas en inglés), la cual en nuestro caso corresponde al módulo cuadrado de FT de la amplitud transversal.

Además, todo sistema óptico clásico o cuántico, se puede describir en el espacio de posiciones  $\rho$  (campo cercano) o de momentos  $k$  (campo lejano). Es decir que cuando en el texto hablemos de la imagen formada en el campo lejano, la transformada de Fourier, el espacio de momentos o el espectro angular, hacemos referencia a la misma distribución de intensidad para una posición en  $z$  fija.

### 1.3. Haz Bessel Gauss

Los haces estructurados surgieron al explorar distintas soluciones de la ecuación de onda y, la primera estructura en llevarse a cabo en el laboratorio fue la Gaussiana; después de manera teórica se comprobó que los haces Bessel también satisfacen la solución de manera exacta [13, 14].

Supongamos que tenemos una onda monocromática, que se propaga en el espacio libre con dirección  $\vec{z}$  y con una amplitud de campo dada por,

$$\Phi(x, y, z; k) = e^{ik_z z} J_0(\|\vec{k}_\perp\| \rho), \quad (1.3)$$

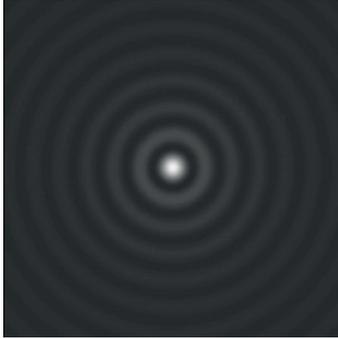
donde  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ , se cumple la ecuación (1.2) y denotamos con  $J_0$  a la función Bessel de primer tipo y orden cero [15], que explícitamente se escribe como

$$J_0(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{ix \cos(\theta)} d\theta. \quad (1.4)$$

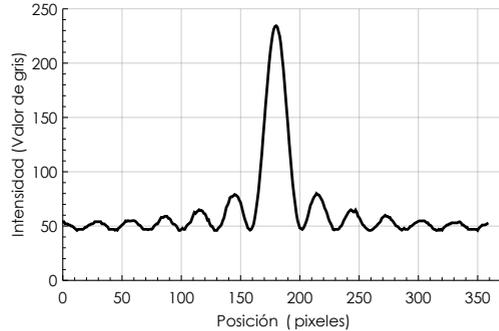
El desarrollo lo realizó Durnin en 1987 [16] y supone que el haz Bessel es una superposición infinita de frentes de onda plana, donde sus vectores de onda están en un cono alrededor del eje  $\vec{z}$ , y en la idealización matemática

requiere de potencia infinita; que es una interpretación de la ecuación (1.3) y se representa en la figura 1.1.

Si nos fijamos en el máximo de las oscilaciones de la función  $J_0(x)$ , en la ecuación (1.4), notamos que tiende a decrecer como  $x^{-1/2}$  cuando  $x \rightarrow \infty$  lo cual va muy lento como para que satisfaga condiciones reales [18], además la ecuación (1.3) representa un haz adifraccional porque tiene la misma distribución  $J_0^2(\|\vec{k}_\perp\| \rho)$  en todo plano normal al eje  $z$  [16].



(a) Perfil de intensidad transversal de un haz ideal Bessel [17].



(b) Gráfica de intensidad contra posición de la figura en (a), para una línea central.

**Figura 1.1** Representaciones del cuadrado de la función Bessel de orden cero.

En la figura 1.1(a) se observa el patrón característico del haz, que es un centro luminoso (para el de orden cero de la función Bessel) rodeado de anillos concéntricos, y note que la distribución de intensidad decrece conforme los anillos se alejan del centro, como se muestra en la figura 1.1(b).

Por la imposibilidad de satisfacer experimentalmente al modelo ideal con una buena aproximación en todas partes, lo que se hace es una apodización donde una envolvente Gaussiana delimita al haz en una región finita transversal, se propaga en la dirección  $\vec{z}$ , mantiene la estructura en una distancia  $z_{\max}$  y le da lugar al haz Bessel Gauss.

El interés en estos haces es motivado por ser invariantes de estructura en la propagación (también llamados adifraccionales), regenerarse después de una obstrucción, la posibilidad de tener momento angular orbital (asociado con ordenes mayores a cero del haz) y resistentes ante turbulencia. Entonces

podemos decir que el conjunto de estos atributos, los hacen atractivos cuando se busca transmitir información en espacio libre.

Regresando al momento angular orbital, es importante recalcar que en este trabajo sólo se implementó de orden cero y, en lo que continúa del texto, se hará referencia al mismo como BG0 o BG.

Una manera generar esta estructura en el laboratorio (ver figura 1.2(a)), es incidir un haz con perfil Gaussiano por una lente cónica, comúnmente llamada axicon. Su geometría nos permite definir al ángulo del ápice, y éste es el parámetro habitual para caracterizarlo.

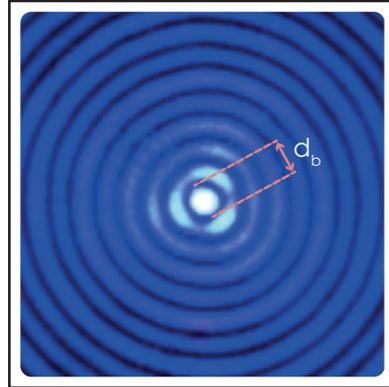
Más adelante en la figura 3.2, se tiene un diagrama del efecto en la estructura de este elemento óptico en el haz incidente y, cabe mencionar que su comportamiento (ilustrado en la figura 1.2), depende de la calidad de la punta del axicon [19].

De acuerdo con lo que se explicó en la sección anterior, podemos describir cualquier haz en el espacio de momentos y para esta estructura, el AS es un perfil anular como se observa en la figura 1.2(b), donde el radio del anillo es  $\kappa_{\perp}^p$  (con superíndice -p- por *pump*, en referencia al haz de bombeo) y  $\delta_{\kappa_{\perp}}$  el ancho del mismo<sup>3</sup>. Además podemos relacionar el patrón anular con el espacio de posiciones, mediante el radio del espectro angular y el diámetro  $d_b$  del orden cero, de la siguiente manera

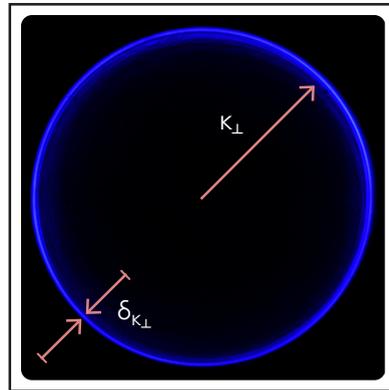
$$d_b = \frac{2 \cdot 2.4048}{\|\vec{\kappa}_{\perp}\|}. \quad (1.5)$$

El resultado tiene unidades de distancia y

<sup>3</sup>En el texto se usa la notación de  $\kappa$ , para especificar que es un vector de onda en el espacio de momentos.



(a) Haz Bessel Gauss de orden cero.



(b) Espectro angular del haz BG0.

**Figura 1.2** Mediciones del perfil de intensidad transversal de un haz BG.

la constante proviene de la función Bessel.

Mientras que entre el eje de propagación y el vector de onda transversal se define al ángulo de divergencia  $\theta$ , es decir

$$\theta = \tan^{-1} \frac{\|\vec{\mathbf{k}}_{\perp}\|}{k_z}.$$

También sabemos que su perfil de intensidad transversal es invariante por una distancia  $z_{\max}$ , la cual está determinada por [20]

$$z_{\max} = \frac{2\omega_0 k}{\|\vec{\mathbf{k}}_{\perp}\|}, \quad (1.6)$$

donde  $\omega_0$  es la cintura del haz Gaussiano. Asimismo hay que subrayar que si  $\theta$  aumenta, la distancia de propagación  $z_{\max}$  será más corta [20] y además la ecuación (1.5) es la que nos permite caracterizar el AS de bombeo fácilmente al momento de hacer un experimento.

## 1.4. Óptica no lineal

Después de que se hizo la primer demostración experimental del láser en 1960, se observó que cuando luz emitida por este tipo de fuente, con un campo eléctrico  $\vec{\mathbf{E}}$  lo suficientemente grande e incide en un material, sus propiedades se ven afectadas por el campo incidente [21].

En un nivel fundamental, el origen de una respuesta no lineal del material respecto a  $\vec{\mathbf{E}}$ , está relacionada con el movimiento armónico de los electrones ligados bajo la influencia del campo aplicado, como resultado la polarización inducida  $\vec{\mathbf{P}}$  de los dipolos eléctricos es no lineal, donde el vector de polarización  $\vec{\mathbf{P}}$  representa el momento dipolar por unidad de volumen de un material y, satisface una relación más general

$$\vec{\mathbf{P}} = \epsilon_0 \sum_n \chi^{(n)} \vec{\mathbf{E}}^n. \quad (1.7)$$

La cual describe qué tanto le afecta el campo eléctrico a un medio material, mientras que  $\chi^{(n)}$  es un tensor de rango  $n + 1$  y representa la susceptibilidad dieléctrica de orden  $n$ , el cual permite calcular la anisotropía del material [23]. Cuando  $n = 1$ , la ecuación (1.7) describe a la respuesta lineal, y si  $n > 1$  entonces es no lineal.

Esto nos lleva a la ecuación básica de la óptica no lineal (NLO), que explícitamente la podemos escribir como

$$\vec{\mathbf{P}} = \epsilon_0 \left( \chi^{(1)} \cdot \vec{\mathbf{E}} + \chi^{(2)} : \vec{\mathbf{E}} \vec{\mathbf{E}} + \chi^{(3)} : \vec{\mathbf{E}} \vec{\mathbf{E}} \vec{\mathbf{E}} + \dots \right). \quad (1.8)$$

Por otro lado, dentro de los métodos para generar parejas de fotones y los más usados en el laboratorio, son *Spontaneous Parametric Down-Conversion* (SPDC) y *Spontaneous Four Wave Mixing* (SFMW). De manera general, son procesos paramétricos y el primero está asociado a cristales no lineales con  $\chi^{(2)}$  y el segundo a materiales con  $\chi^{(3)}$  como las fibras ópticas. Se distinguen en que se presenta en materiales no centrosimétricos<sup>4</sup> cuando están descritos por  $\chi^{(2)}$  y el otro (para  $\chi^{(3)}$ ) puede o no, ser en medios centrosimétricos [21].

Tomando en cuenta la interpretación de R. Boyd [24], en NLO un proceso es paramétrico cuando los estados cuánticos iniciales y finales del sistema son idénticos. Ocasionando que una población de un estado cuántico (por el principio de incertidumbre de Heisenberg) pasa a un estado virtual<sup>5</sup> por un intervalo<sup>6</sup>  $\sim \hbar/\delta E$ , con  $\delta E$  la diferencia de energía del estado virtual y el estado real más cercano. Otras propiedades es que siempre conservan el energía y que la susceptibilidad es un número real.

Un aspecto del que no hemos hablado pero está involucrado en cualquier fenómeno óptico, es la energía de una onda electromagnética y se describe con el vector de Poynting  $\vec{S}$ . Suponiendo que la onda se propaga en el vacío,  $\vec{S}$  mide la tasa a la que la energía es transportada por una onda electromagnética a través de un elemento de superficie con diferencial de área  $d\vec{A}$ . Además, bajo estas circunstancias, la energía fluye en la misma dirección de propagación [26].

Ahora que sabemos cómo se comporta la energía de una onda, es importante notar que fluye igual para el espacio libre y un medio isotrópico. Esto puede cambiar cuando tenemos un material anisotrópico (en particular birrefringente), donde existe la posibilidad de que  $\vec{S}$  se desvíe de  $\vec{k}^p$  un ángulo  $\beta$ , conocido como *walk-off* del vector de Poynting.

<sup>4</sup>Son cristales que no presentan simetría de inversión en sus moléculas.

<sup>5</sup>Quiere decir que su tiempo de vida es muy corto y es un estado cuántico no observable.

<sup>6</sup>Se le conoce como la constante de Planck reducida a  $\hbar = h/2\pi$ , con valor exacto de  $\hbar = 1.054\,571\,817\dots \times 10^{-34}$  Js [25].

*“Mathematics began to seem too much like puzzle solving. Physics is puzzle solving too, but of puzzles created by nature, not by the mind of man.”*

Maria Goeppert Mayer

## Capítulo 2

---

# Teoría de la conversión paramétrica descendente espontánea

---

La manera en la que se comportan los sistemas físicos a escala cuántica, es decir cuando la constante de Planck<sup>1</sup>  $h$  es parte de las ecuaciones, va en contra de la intuición y a la vez, permite aplicaciones innovadoras.

Uno de esos comportamientos es el entrelazamiento, el cual contiene una de las características más sorprendentes de la teoría de mecánica cuántica y, demuestra correlaciones más fuertes de las que son posibles obtener en la física clásica [28]. Debido a ello es relevante la generación de parejas de fotones entrelazados, ya que han conducido a nuevos conceptos tales como computación, criptografía, metrología [29] y teleportación cuántica, entre otros.

En el presente capítulo veremos, tomando en consideración las condiciones experimentales, el proceso para generar a la pareja de fotones; así como la descripción del AS y el CAS de los fotones generados, en los casos antes y después de filtrar espacialmente el perfil transversal del bombeo.

## 2.1. Generación de parejas de fotones

El proceso en el que estamos interesados, es el de conversión paramétrica descendente espontánea, abreviado SPDC por sus siglas en inglés y, se observó

---

<sup>1</sup>Con magnitud  $h = 6.62607015 \times 10^{-34}$  Js [27]

experimentalmente por primera vez en 1970 por Burnham y Weinberg [30]. En una configuración típica, un haz de bombeo con coherencia transversal espacial [31], interactúa con un cristal no lineal  $\chi^{(2)}$  generando una pareja de fotones<sup>2</sup>, que se propagan con un ángulo determinado [32]. La facilidad para implementar en el laboratorio (comparado con otros experimentos de óptica cuántica), ha dado lugar a explorar una gran variedad de propiedades; desde probar fundamentos de la mecánica cuántica, como la no localidad [33], hasta protocolos de información cuántica.

Este proceso es inducido por fluctuaciones del vacío, donde se aniquila un fotón del bombeo con frecuencia centrada en  $\omega^p$  y genera, de manera simultánea, dos fotones llamados señal y acompañante con frecuencias centradas en  $\omega^s$  y  $\omega^i$ , respectivamente.

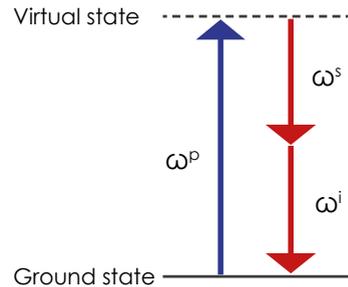
Para que sea posible, es necesario que se cumpla la conservación de energía y momento lineal, ilustrado en la figura 2.1 y descrito por

$$\omega^p = \omega^s + \omega^i, \quad (2.1)$$

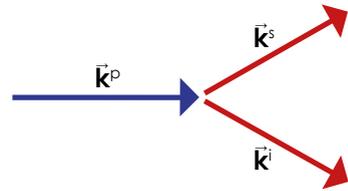
$$\vec{k}^p = \vec{k}^s + \vec{k}^i. \quad (2.2)$$

En la figura 2.1(a) se observa que los fotones del bombeo pasan a un estado excitado virtual y los fotones que decaen tienen la misma frecuencia  $\omega^s = \omega^i$ , que es un caso particular y le llamamos el caso degenerado, lo que implica que tienen la misma energía  $E = \hbar\omega$ .

Mientras que en la figura 2.1(b), se observa el caso no colineal<sup>3</sup> de los vectores  $\vec{k}^p$ ,  $\vec{k}^s$  y  $\vec{k}^i$ ; está descrito por la ecuación (2.2), también conocida como condición de *phase-matching* y es la que determina la distribución espacial del proceso. Para nuestras circunstancias, la emisión de los fotones con  $\omega^s$  y  $\omega^i$  forma dos conos coincidentes<sup>4</sup>, donde cada cono corresponde al fotón señal y



(a) Diagrama de las frecuencias del sistema en un proceso de SPDC.



(b) Direcciones de  $\vec{k}$  para los fotones del bombeo, señal y acompañante.

**Figura 2.1** Representación gráfica de la conservación de energía y momento.

<sup>2</sup>También llamados bifotones, fotones entrelazados, gemelos o generados.

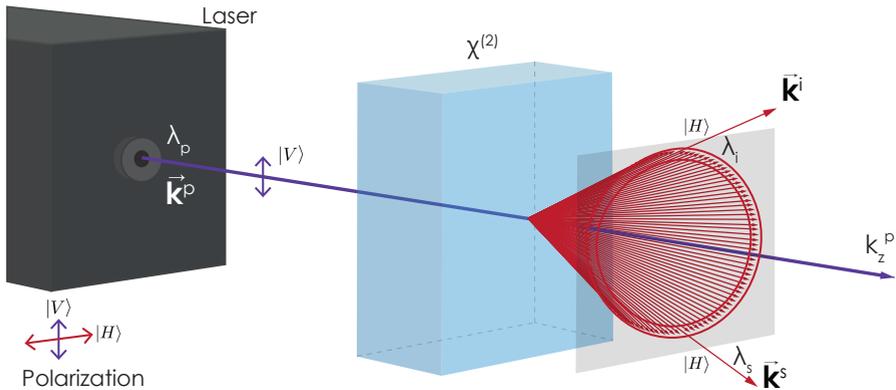
<sup>3</sup>El cual es un caso particular, ya que también puede ser colineal.

<sup>4</sup>Que para un haz de bombeo en el régimen paraxial dan la impresión de ser uno

acompañante. Además los fotones gemelos tienen la particularidad de emitirse de manera diametralmente opuesta, como se puede ver en las figuras 2.1(b) y 2.2.

Las ecuaciones (2.1) y (2.2) confirman que las parejas de fotones pueden estar, para un diseño típico de la fuente (y el que se implementó en el laboratorio), altamente entrelazados en grados de libertad espacio-temporales [30, 34]. Y como los fotones se crean en pares, la detección de uno de ellos indica, con certeza, la existencia del otro [29].

Dependiendo de la birrefringencia del material con  $\chi^2$ , el SPDC puede ser de tipo I o tipo II; el primero describe a los fotones entrelazados que comparten la misma polarización y a la vez es ortogonal a la del bombeo. El segundo, a los que tienen polarizaciones ortogonales entre sí y uno de ellos comparte la polarización con el bombeo. En el texto, cada que se mencione el proceso de SPDC se hace en referencia al tipo I, porque fue el caso de estudio. Además vamos usar la notación de Dirac, para señalar la polarización vertical  $|V\rangle$  y horizontal  $|H\rangle$ .



**Figura 2.2** Esquema de la generación de parejas de fotones por medio de SPDC tipo I en un cristal no lineal.

De manera general el estado de cualquier fotón se puede describir con el operador cuántico de creación  $\hat{a}^\dagger$ , actuando en el vacío  $|0\rangle$  [35, 36]. Es decir,  $|1\rangle = \hat{a}^\dagger |0\rangle$ , donde  $|1\rangle$  es el nuevo estado del fotón [37]. Entonces el evento de que se aniquile un fotón del bombeo y genere dos fotones que nacen en el mismo lugar espacio-temporal y, esto suceda sin la necesidad de otra señal de entrada, es a lo que nos referimos cuando decimos que el proceso espontáneo.

## 2.2. Espectro angular

De lo que vimos en la sección anterior 2.1, buscamos estudiar la estructura transversal de las parejas de fotones generadas por SPDC con un haz BG, frecuencia degenerada y no colineal. Por lo que es importante determinar cómo las características del cristal y del bombeo afectan el estado cuántico de los bifotones.

Es relevante notar que, lo que podemos medir en el experimento para confirmar el comportamiento de los fotones individuales, es la tasa de cuentas de fotones. El concepto lo podemos ver como las cuentas registradas por un detector cuya superficie  $S$  es normal al campo incidente y está expuesto por un tiempo finito<sup>5</sup>  $\Delta t$ , son interpretadas de forma más natural como una medida del número de fotones en un volumen cilíndrico cuya base es la superficie sensitiva del detector y cuya altura es  $c \cdot \Delta t$  [38].

Las mediciones pueden ser por un canal para las cuentas simples  $R_s$  o, por dos canales cuando se hacen cuentas en coincidencia  $R_c$  (también llamadas cuentas dobles o coincidencias). Además si se coloca un detector de fotones individuales en uno de los canales, un evento de detección indica la presencia de un fotón individual en el otro canal y, dicho fotón anunciado se emite en un momento no definido, es decir que los tiempos de emisión son aleatorios.

Debido a que estamos interesados en el número de cuentas, es necesario calcular el estado cuántico, para derivar la probabilidad de que los fotones del arreglo experimental puedan ser detectados. Entonces, aplicando la teoría de perturbaciones,

$$|\Psi\rangle = |\text{vac}\rangle + \eta \int d\vec{k}^s \int d\vec{k}^i F(\vec{k}^s, \vec{k}^i) \hat{a}_s^\dagger(\vec{k}^s) \hat{a}_i^\dagger(\vec{k}^i) |\text{vac}\rangle, \quad (2.3)$$

donde  $F(\vec{k}^s, \vec{k}^i)$  representa a la amplitud conjunta de los vectores de onda de los bifotones,  $\hat{a}_\mu^\dagger(\vec{k}^\mu)$  al operador de creación para los vectores de onda de los fotones señal y acompañante (con  $\mu = s, i$ ) y  $\eta$  una constante relacionada con la eficiencia de conversión [34, 39].

Es relevante notar que  $F(\vec{k}^s, \vec{k}^i)$  describe el acoplamiento entre los vectores de onda, y a la vez, es resultado de la conservación de energía y momento inherentes al proceso paramétrico [40]. Además buscamos en específico, el estado de los bifotones en el espacio transversal del momentos, entonces recordemos que

<sup>5</sup>Esta ventana de tiempo dependerá de la calidad de los dispositivos que se utilicen.

$\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s = (\mathbf{k}_x^s, \mathbf{k}_y^s)$  [41] y estamos considerando que se cumple la condición fuerte de *phase-matching*,

$$\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^p = \vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s + \vec{\mathbf{k}}_{\perp}^i. \quad (2.4)$$

Además tenemos el caso particular de un haz BG0 polarizado linealmente, entonces el AS del bombeo corresponde una función Gaussiana del módulo de la componente transversal del vector de onda alrededor de un valor dado  $\kappa_{\perp}$  y ancho  $\delta_{\kappa_{\perp}}$ ,

$$\psi(\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^p) = e^{-(\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^p - \kappa_{\perp})^2 / 2\delta_{\kappa_{\perp}}^2}. \quad (2.5)$$

Es relevante notar que los valores  $\kappa_{\perp}$  y  $\delta_{\kappa_{\perp}}$  se pueden medir directamente en el experimento (como se mostró en la figura 1.2) y son los parámetros para caracterizar a todos resultados. Además como estamos en un régimen fuera del paraxial, se cumple que  $\vec{\mathbf{k}}_{\perp} \gg \delta_{\kappa_{\perp}}$  y por otro lado para un haz Bessel ideal  $\delta_{\kappa_{\perp}} = 0$ .

El comportamiento del AS es regulado por el ángulo de *walk-off* del bombeo  $y$ , la distribución asimétrica de los vectores de onda del haz BG entrante con respecto al eje óptico. Un cono contiene el otro de tal manera que los dos se encuentran tangencialmente<sup>6</sup>, y más adelante vamos a revisar las ecuaciones de describen esta situación.

Regresando a la tasa de detección de fotones, es importante notar el AS generado por las parejas de fotones es el que define a  $R_s$  y se resuelve espacialmente en el dominio del vector de onda transversal, tal que

$$R_s(\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s) = |g\alpha_p|^2 \int d\omega^s \int d^2\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^i |F(\mathbf{k}_{\perp}^s, \omega^s, \mathbf{k}_{\perp}^i, \omega^p - \omega^s)|^2 \quad (2.6)$$

con  $g$  una constante efectiva de acoplamiento que incorpora la  $\chi^{(2)}$  del cristal no lineal y  $\alpha_p$  es la amplitud del estado coherente del bombeo [7]. Además al evaluar  $\omega^s$  ( $\omega^p - \omega^s$ ), en  $F(\cdot)$  de manera explícita [1],

$$F(\mathbf{k}_{\perp}^s, \omega^s, \mathbf{k}_{\perp}^i, \omega^p - \omega^s) = \psi(\mathbf{k}_{\perp}^s + \mathbf{k}_{\perp}^i) \text{sinc}\left(\frac{L\Delta k_z}{2}\right) e^{-iL\Delta k_z/2}. \quad (2.7)$$

donde  $L$  es la longitud del cristal y  $\Delta k_z = k_z^p - k_z^s - k_z^i$  es la expresión del desempatamiento de fases (*phase mismatch*, a la cual le hacemos una expansión

<sup>6</sup>En la figura 4.4 se muestran las mediciones de AS que ilustra esta situación.

de series de Taylor a primer orden [41], para obtener una expresión aproximada para la función del AS, tal que

$$\Delta k_z \approx \tilde{\kappa} - \mathbf{d} \cdot (\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s + \vec{\mathbf{k}}_{\perp}^i), \quad (2.8)$$

con

$$\tilde{\kappa} = \left( \frac{\omega^P}{c} \right) (n_e - n_o) + \left( \frac{2c}{n_o \omega^P} \right) (\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s)^2, \quad (2.9)$$

$$\mathbf{d} = \beta \mathbf{a}_{\perp} + \left( \frac{2c}{n_o \omega^P} \right) \vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s. \quad (2.10)$$

Los términos  $n_o$  y  $n_e$  hacen referencia a los índices de refracción cuando, la luz polarizada es paralela al eje óptico de un cristal birrefringente se llama extraordinario (e) y la luz polarizada perpendicular al eje óptico se denota ordinario (o). Note que la ecuación (2.8) surge de la relación de dispersión de la luz para  $n_e$  [7].

El caso que nos interesa es cuando  $n_e < n_o$  (cristal negativo uniaxial) y con un eje óptico dado por  $\mathbf{a} = (0, a_y, a_z)$ , entonces  $\mathbf{a}_{\perp}$  representa la proyección en el plano transversal de un vector unitario paralelo al eje óptico.

También recordemos que estamos en el caso degenerado ( $\omega^s = \omega^i = \omega^P/2$ ) y note que podemos escribir a  $\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^P$  en coordenadas polares. Por lo tanto al sustituir las ecuaciones (2.5), (2.7), (2.9) y (2.10) en la ecuación (2.6), además de hacer una rotación de la variable de integración por un ángulo  $\theta_r = \arccos(d_x/|\mathbf{d}|)$ , obtenemos la expresión de una integral para el AS,

$$\tilde{R}_s(\mathbf{k}_x^s, \mathbf{k}_y^s; \varphi_0, \varphi_F) \approx e^{-\sigma_{AS}^{-2}((\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s)^2 - r_{AS}^2)} \times \int_{\varphi_0}^{\varphi_F} e^{-\frac{(\gamma L)^2}{2}(|\mathbf{d}| \kappa_{\perp} \sin \varphi_p - \tilde{\kappa})^2} d\varphi_p. \quad (2.11)$$

Donde la variable de integración  $\varphi_p$  representa el ángulo azimutal en el espectro angular del haz de la bombeo, se agrega la tilde a  $\tilde{R}_s$  para decir que es la cantidad que detectamos y  $\gamma = 0.4393$ . Con la finalidad de obtener este valor se aplicó la aproximación Gaussina para la función sinc, tal que  $\text{sinc}(x) = \exp[-(\gamma x)^2]$  y además usamos las siguientes igualdades,

$$\sigma_{AS}^{-2} = 2 \left( \frac{\gamma L c}{n_o \omega^P} \right)^2, \quad (2.12)$$

$$r_{AS}^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{n_o \omega^P}{c} \right)^2 \left( 1 - \frac{n_e}{n_o} \right). \quad (2.13)$$

Es necesario recalcar que la ecuación (2.11) y por lo tanto las ecuaciones (2.12) y (2.13), incorporan correcciones de primer orden a la expresión paraxial de las relaciones de dispersión, para un haz que incide sobre el cristal en la dirección normal. Si nos fijamos en un haz de bombeo paraxial (incluyendo cuando  $\kappa_{\perp} \rightarrow 0$ ), el AS está concentrado alrededor de un cono

$$k_{\perp}^s = \left( \frac{n_o \omega_p}{\sqrt{2} c} \right) \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_o}} = r_{AS}, \quad (2.14)$$

y denotamos con  $r_{AS}$  a la apertura del mismo en el espacio momentos, las unidades de  $\sigma_{AS}$  son del inverso de la longitud al cuadrado y el ancho del cono está dado aproximadamente por  $\Delta_{AS} = \sigma_{AS}/r_{AS}$ .

También note que cuando  $\kappa_{\perp}$  aumenta (que es nuestro caso), la restricción  $k_{\perp}^s \approx r_{AS}$  se relaja, teniendo como consecuencia que la estructura espacial del SPDC, sea resultado de la superposición de las contribuciones del estado de los bifotones que son resultado de vectores  $\vec{k}^p$  individuales que llegan simétricamente a la superficie frontal del cristal, pero no se distribuyen así con respecto al eje óptico. Esta anisotropía produce estructuras que no están centradas en el origen, sino que se desplazan en la dirección del eje óptico [1].

Es importante explicar que este desplazamiento es ausente cuando  $\kappa_{\perp} \rightarrow 0$  (haz Gaussiano), por lo que afirmamos que es un comportamiento característico del bombeo fuera del régimen paraxial. Entonces el AS para un bombeo BG en estas condiciones cumple que,

$$|n_o \omega^p \beta \mathbf{a}_{\perp} / 2c| \approx r_{AS} \gg \kappa_{\perp}$$

lo que involucra a dos conos no homogéneos<sup>7</sup> y no concéntricos con radios desiguales. Entonces los conos tienen una estructura transversal cuasicircular con radios grandes  $r_+$ , otros más pequeños  $r_-$  y centros definidos por los vectores transversales  $A_+ \hat{\mathbf{a}}_{\perp}$  y  $A_- \hat{\mathbf{a}}_{\perp}$ , respectivamente

$$r_{\pm} \approx r_{AS} - \frac{\kappa_{\perp}}{2} \left( 1 \pm \frac{n_o \omega^p \beta |\mathbf{a}_{\perp}|}{2c r_{AS}} \mp \frac{\kappa_{\perp}}{2 r_{AS}} \right), \quad (2.15)$$

$$A_{\pm} \approx \mp \frac{\kappa_{\perp}}{2} \left( 1 + \frac{n_o \omega^p \beta |\mathbf{a}_{\perp}|}{2c r_{AS}} - \frac{\kappa_{\perp}}{2 r_{AS}} \right). \quad (2.16)$$

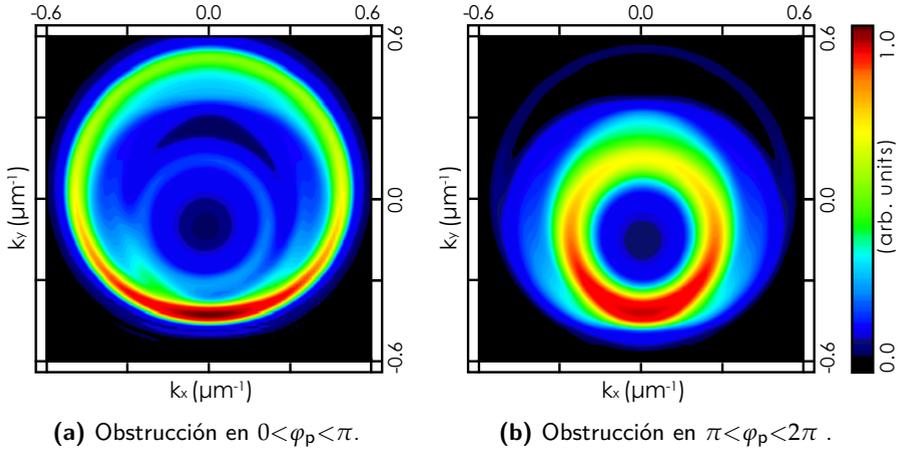
Luego recordemos que el mayor interés del trabajo es controlar al perfil transversal del doble cono, restringiendo la intensidad transversal del bombeo

<sup>7</sup>Con un ancho que varía azimutalmente

BG mediante la colocación de un filtro espacial binario en el dominio del vector de onda transversal.

Tal apertura limita posibles valores del ángulo azimutal que define la orientación del vector de onda  $\varphi_p$  y, estamos particularmente interesados en restringir los espectros angulares del bombeo que estén dentro de  $\varphi_0 \leq \varphi_p \leq \varphi_F$ , es decir correspondientes a un sector circular del plano transversal, centrado en el eje de bombeo.

Tomando a consideración el filtro espacial en la ecuación (2.11), notamos que como  $\kappa_\perp$  aparece en el integrando, específicamente  $\kappa_\perp \sin \varphi_p$ , entonces dependiendo del signo de la función seno esperaríamos que restringir el AS del bombeo en  $0 < \varphi_p < \pi$  ( $\pi < \varphi_p < 2\pi$ ), garantizara que el bifoton se emitiera cerca del cono externo (interno). Aspecto que comprobamos con las simulaciones<sup>8</sup> mostradas en la figura 2.3, donde se asume sólo llegan los fotones con frecuencia degenerada [1].



**Figura 2.3** Simulaciones del espectro angular para  $\kappa_\perp^P = 0.17 \mu\text{m}^{-1}$ .

Como nota general, confirmamos que el comportamiento de los fotones y por lo tanto el perfil transversal dado por  $R_s$ , depende de las características del cristal con  $\chi^{(2)}$  y del haz de bombeo. Además la amplitud transversal del bombeo se puede describir con  $\mathcal{S}(\vec{\mathbf{k}}_\perp^s, \vec{\mathbf{k}}_\perp^i)$ , de tal manera que  $|\mathcal{S}(\vec{\mathbf{k}}_\perp^s, \vec{\mathbf{k}}_\perp^i)|^2 = |\psi(\vec{\mathbf{k}}_\perp^s + \vec{\mathbf{k}}_\perp^i)|^2$  es el AS del bombeo [7, 39].

<sup>8</sup>Realizadas por la Dra. Rocío Jáuregui.

### 2.3. Espectro angular condicional

La cantidad que nos interesa más en este trabajo es el perfil transversal de los vectores de onda del fotón en modo señal  $-\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s$ , condicionado a la detección del fotón conjugado con vector de onda transversal  $\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^i$  y tomando en cuenta una obstrucción en el AS del bombeo.

Si asumimos que los detectores tienen una resolución ideal del vector de onda transversal, entonces el CAS es  $R_c$  y representa la probabilidad de detectar a un fotón señal  $\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s$ , en coincidencia con un fotón acompañante  $\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^i$  [42]. También es importante tomar en cuenta que hay un valor  $\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^i$  donde se maximiza la visibilidad del CAS, y por ello hacemos el cambio de notación  $\vec{\mathbf{k}}_{\perp 0}^i$  para decir que en el canal del fotón acompañante, se queda fija la detección en dicho punto de mayores cuentas.

En el montaje experimental, este punto fijo de detección está dado por una fibra óptica y, se describe el acoplamiento de parejas de fotones en fibras monomodales, a través de la superposición matemática entre el estado de los bifotones y los modos de recolección de fibra [34].

Es evidente que se lleva a cabo en un plano transversal, donde es necesario hacer el cambio del espacio  $\rho_{\perp} = (x, y)$  de posiciones, al espacio de momentos  $\vec{\mathbf{k}}_{\perp} = (k_x, k_y)$  y, obtenemos una equivalencia de las dimensiones por medio de

$$\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^{\mu} = \left[ \frac{\omega}{cf} \right] \rho_{\perp}^{\mu}, \quad (2.17)$$

donde  $f$  es la magnitud del foco de la lente con la que se hizo la conversión,  $\rho_{\perp}$  es la distancia en espacio de posiciones con unidades de ( $\mu\text{m}$ ) [43]. La ecuación (2.17) se aplica constantemente al momento de hacer el experimento, debido a que está en términos de magnitudes ya definidas o que se pueden medir fácilmente en el laboratorio; en el caso ideal se está considerando que para cada posición en el plano de Fourier corresponde a un valor específico de momento transversal [6].

Tomando en cuenta a la estructura BG fuera del régimen paraxial (ec. (2.5)) y que cumple  $\omega^s + \omega_0^i = \omega^p$ ,

$$\begin{aligned} \mathcal{S}(\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s, \vec{\mathbf{k}}_{\perp 0}^i) &= |\psi(\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s + \vec{\mathbf{k}}_{\perp 0}^i)|^2 \\ &= e^{-(|\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s + \vec{\mathbf{k}}_{\perp 0}^i|^2 - \kappa_{\perp})^2 / \delta_{\vec{\mathbf{k}}_{\perp}}^2}, \end{aligned} \quad (2.18)$$

junto con

$$\mathcal{L}(\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s, \mathbf{k}_{\perp 0}^i; \omega^s, \omega_0^i) = \text{sinc}^2\left(\frac{L\Delta k_z}{2}\right). \quad (2.19)$$

Entonces podemos escribir el CAS explícitamente como

$$R_c(\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s; \vec{\mathbf{k}}_{\perp 0}^i; \omega^s, \omega_0^i) = |g\alpha_p|^2 \mathcal{S}(\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s, \vec{\mathbf{k}}_{\perp 0}^i) \times \mathcal{L}(\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s, \vec{\mathbf{k}}_{\perp 0}^i; \omega^s, \omega_0^i), \quad (2.20)$$

En la figura 2.4 se muestran las simulaciones<sup>9</sup>, basadas en una versión de nuestra teoría que tiene en cuenta un ancho de banda SPDC distinto de cero, de las funciones  $\mathcal{S}(\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s, \vec{\mathbf{k}}_{\perp 0}^i)$ ,  $\mathcal{L}(\vec{\mathbf{k}}_{\perp}^s, \vec{\mathbf{k}}_{\perp 0}^i; \omega^s, \omega_0^i)$  y el producto de las mismas  $R_c$ , para distintas orientaciones del filtro espacial. Se observa cómo el perfil de intensidad del AS de bombeo  $\mathcal{S}(\cdot)$  repercute directamente en la estructura del CAS, mientras que  $\mathcal{L}(\cdot)$  es la que regula su intensidad.

Se han realizado en múltiples ocasiones [4, 6, 7, 39, 44] el análisis del comportamiento del CAS; se usan diferentes parámetros, pero lo que se cumple siempre (debido a SPDC) es la parte donde al fijar el detector de fotones individuales en un plano, su conjugado se mide en la posición diametralmente opuesta.

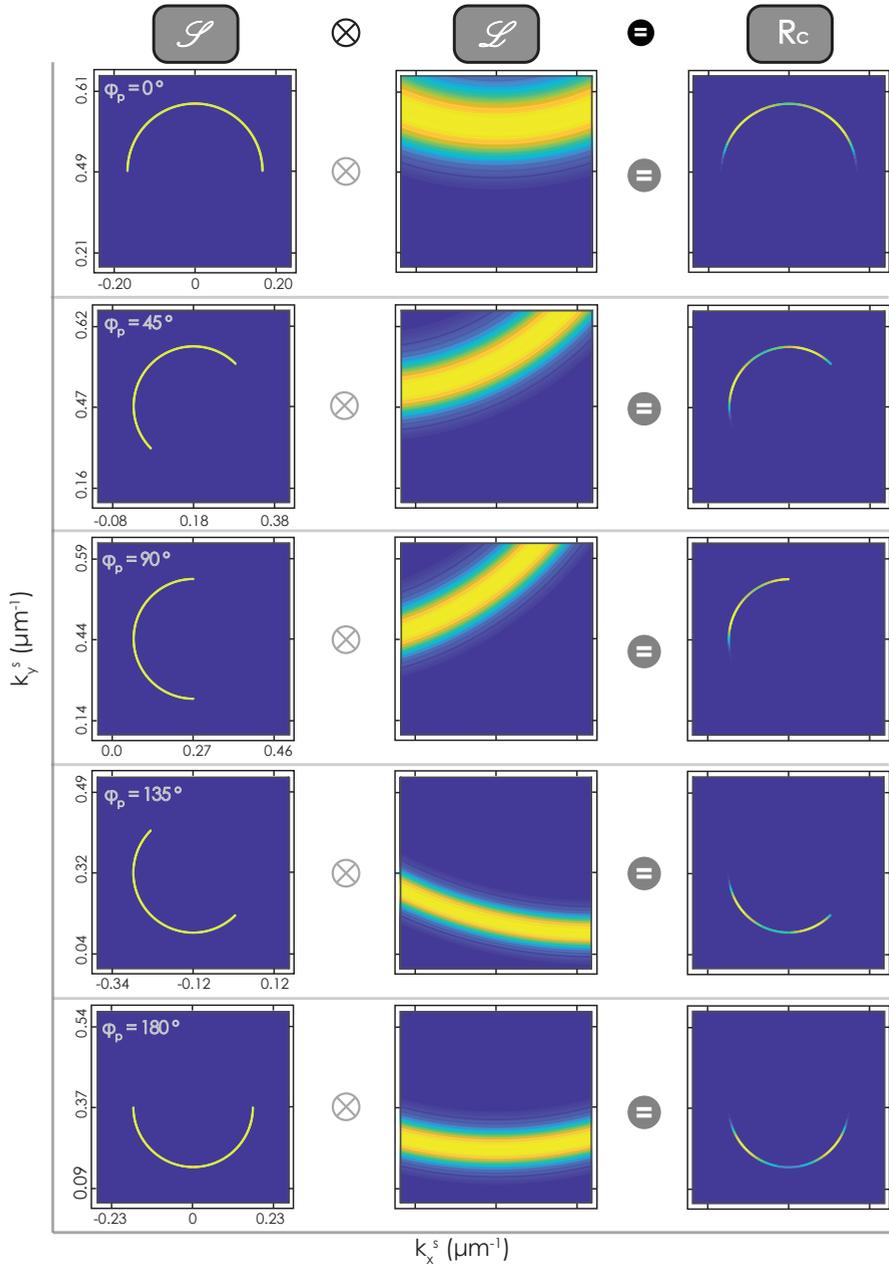
Luego mostramos en la figura 2.5, el conjunto del CAS y AS del SPDC, donde confirmamos la selección del radio interno cuando  $\varphi_p = 180^\circ$ , tomando en cuenta el ancho de banda de los bifotones. Lo relevante en esta figura es notar el cambio de  $R_c$  debido al ligero desplazamiento vertical de la detección ( $\mathbf{k}_{\perp 0}^i$ ), denotada por los puntos en blanco y letras A, B y C; donde se exhibe una alta sensibilidad a pequeños desplazamientos del detector fijo.

Con las simulaciones en las figuras 2.4 y 2.5 comprobamos que para cada parte del espectro angular hay un CAS diferente y notamos que se hace más notorio el comportamiento cuando salimos del régimen paraxial; donde se utilizaron las relaciones previamente derivadas para  $R_s$  y  $R_c$

Cabe mencionar que en el desarrollo de la sección, hablar del fotón señal y acompañante es únicamente para distinguir entre los dos canales; el parámetro

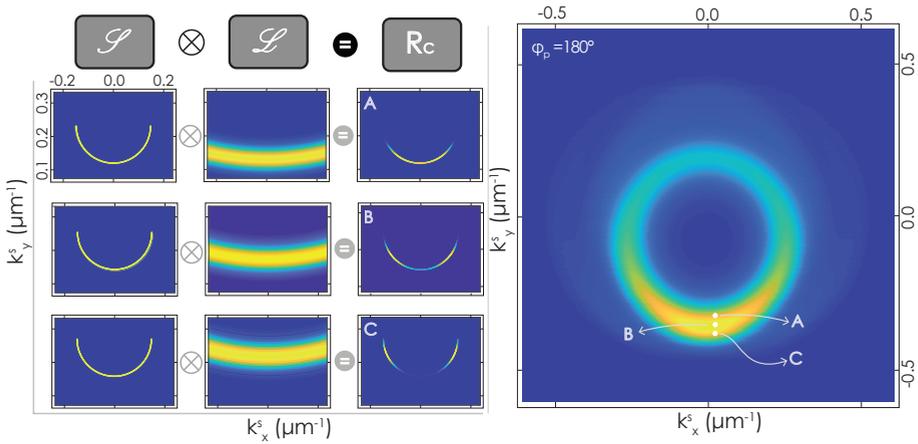
---

<sup>9</sup>Realizadas por el Dr. Héctor Cruz



**Figura 2.4** Las columnas muestran la simulación de  $\mathcal{S}(\cdot)$ ,  $\mathcal{L}(\cdot)$  y  $\mathcal{S}(\cdot)\mathcal{L}(\cdot)$ , mientras que cada fila es para la obstrucción  $\varphi_p = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ$ , respectivamente.

de las cuentas simples hace referencia al AS, ya sea del bombeo o de los bifotones, y cuentas dobles es equivalente al CAS. Además usamos términos en singular por simplicidad, aunque eso no suceda en realidad.



**Figura 2.5** Simulación del CAS, para la obstrucción en  $\varphi_p = 180^\circ$  y con tres posiciones de detección A, B y C.

*“Now, inside this Laboratory for Laser Energetics, was this absolutely beautiful dye laser, it was red and green, and as I’ve said, it just seemed like a Christmas tree to me ...”*

Donna Strickland

## Capítulo 3

---

# Experimento

---

El experimento está diseñado para medir la tasa de coincidencias de la pareja de fotones generada por SPDC. Para ello empleamos el concepto de fotones anunciados, lo que implica entre otras cosas, dos brazos de camino óptico, detectores de fotones individuales y un dispositivo que pueda escanear la sección transversal.

Además, tomando en cuenta el objetivo, fue necesaria la posibilidad de agregar una obstrucción (y su respectiva rotación) en el AS de bombeo, así como la versatilidad de incrementar el valor de  $\vec{k}_{\perp}^P$ , sin afectar al camino óptico ni a la detección.

En este capítulo se explicará detalladamente, los pasos a seguir para montar los elementos en la mesa óptica, por lo que se presentará de manera cronológica. También se hablará de los motivos para elegir los dispositivos, mientras que sus detalles técnicos se encuentran en el apéndice A.

### 3.1. Montaje

En el esfuerzo de comunicar adecuadamente cómo se montó el experimento en la mesa óptica, se hizo un diagrama con divisiones (ver figura 3.1), que denotan distintos objetivos (y retos) inmediatos al momento de hacer el experimento. Están señaladas por un hexágono verde numerado y, para ser consistentes, estas separaciones también coinciden con las secciones 3.1.1, 3.1.2, 3.1.3 y 3.1.4, del presente capítulo.

Sobre las dimensiones del arreglo, abarca un espacio de  $80 \text{ cm} \times 200 \text{ cm}$  aprox., sin embargo el diagrama que se menciona previamente, no cumple con medidas a escala.

En cuanto a duración, montar los elementos en la mesa óptica se realizó en alrededor de 20 días, además de numerosas adaptaciones y optimizaciones ya empezadas las mediciones, que tomaron cerca de un año. La mayoría estuvieron enfocadas a la alineación del camino óptico y, en encontrar el plano con mejor definición de la imagen transmitida.

Recordemos que el interés es medir el AS y CAS, lo que implicó realizar múltiples transformadas de Fourier con lentes de distintas distancias focales  $f$ , las cuales se especifican en la parte inferior de la figura 3.1. Además señalamos con color azul fuerte los planos transversales de momentos  $k$  y, con guinda los de posiciones  $\rho$ . Es importante mencionar que los planos de interés son los numerados, pero no significa que sean los únicos en el arreglo.

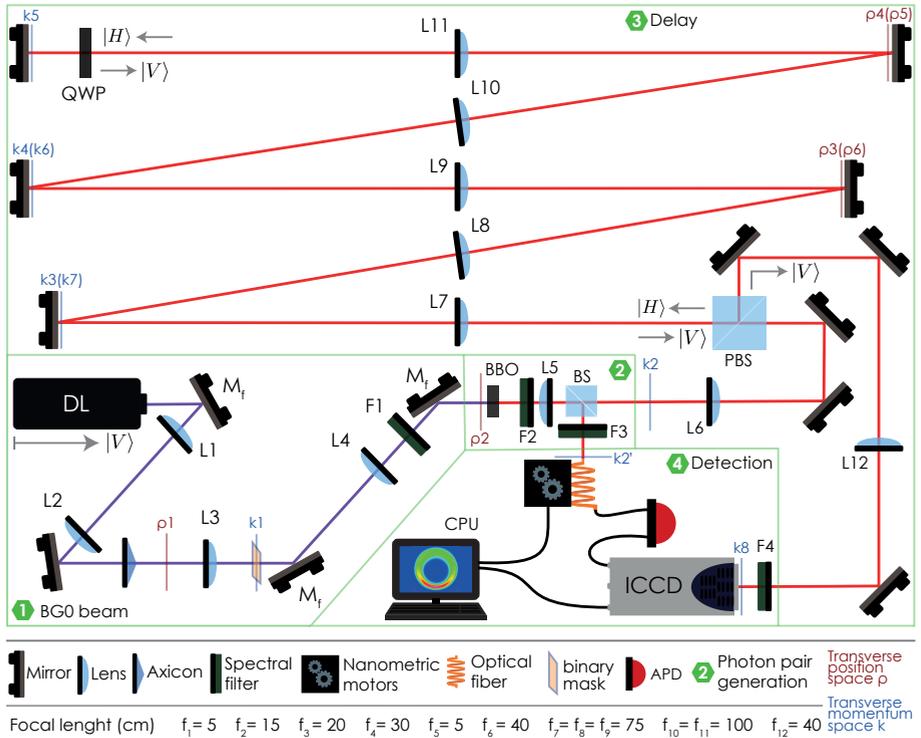
Hablando de lentes, están etiquetadas con Li ( $i=1,\dots,12$ ), tienen un diámetro de dos pulgadas para coleccionar más vectores  $\vec{k}_\perp$  y, evitar obstruir el AS de manera involuntaria. Se hizo una excepción con L5, donde se utilizó de 1" porque no había espacio suficiente para su montura, sin embargo el haz en esa sección tiene dimensiones mucho menores al diámetro de la lente, por lo que no afecta a los resultados.

Respecto a los espejos; tienen diámetro de 1", recubrimiento para  $\lambda_p$  antes del cristal y para  $2 \cdot \lambda_p$  después del mismo (también las lentes). Sus dimensiones no afectan en la transmisión de la imagen, ya que en la mayoría de los casos, se encuentran en el foco de las lentes, o en su defecto cerca de ellos. Para evitar saturar el diagrama experimental, se omitieron las etiquetas de la mayoría de los espejos y los que sí cuentan con ella, es porque son espejos abatibles ( $M_f$ ).

Comenzamos con un diodo láser<sup>1</sup>, abreviado DL en la figura 3.1 (situado al lado izquierdo, altura media), emite un haz continuo de 100 mW de potencia, con polarización vertical y longitud de onda centrada en  $\lambda_p = 405.5 \text{ nm}$ , la cual fue confirmada con un espectrómetro OceanOptics. Este dispositivo también nos garantizó que el haz es cuasimonocromático y la presencia de luz espuria, por lo tanto para bloquearla se usaron filtros espectrales etiquetados con Fi ( $i = 1,\dots,4$ ).

<sup>1</sup>Los detalles del modelo de este y demás dispositivos, se encuentran en la tabla A.1.

A pesar del recubrimiento de los elementos ópticos, hay pérdida de potencia cada que el haz atraviesa una lente, o es reflejado por un espejo, ocasionando que la potencia del haz de bombeo en el plano  $k7$  fuera de de 0.03%. Esto motivó el uso de dos espejos abatibles, uno después de la salida del láser y el otro pasando el filtro  $F1$ , para tener la opción de hacer una primer alineación del camino óptico con el haz Gaussiano, sin perder tanta potencia.



**Figura 3.1** Representación gráfica, de vista superior y en dos dimensiones, del arreglo experimental.

### 3.1.1. Generación del haz Bessel Gauss

Los fotones emitidos por el láser son reflejados por el primer espejo  $M_f$ , luego inciden en las lentes  $L1$  y  $L2$ , con focos  $f_1 = 5$  cm y  $f_2 = 15$  cm. Note que el arreglo de las lentes, equivale a un telescopio con magnificación  $M = 3$ , por lo que el haz después de la lente  $L2$  tiene una cintura  $\sim 0.32$  cm.

Después de tener las dimensiones óptimas de  $\omega_0$  el haz atraviesa el axicon<sup>2</sup> y, se muestra con un triángulo azul en la figura 3.2. El que usamos en este experimento tiene un ángulo  $\alpha = 1^\circ$  y, se mantiene una distancia  $z_{\max} = 18$  cm. En la figura mencionada previamente, el haz está iluminado con morado y las lentes L3 y L4 con gris. También se ilustran distintos perfiles transversales con la intención de detallar la relación entre las lentes y las magnitudes del AS de bombeo. Además note que en la zona de  $z_{\max}$  está el plano  $\rho_1$  y entre las lentes el plano  $k_1$ , de la figura 3.1.

Para comprobar la alineación del axicon y, que el perfil de intensidad transversal del AS estuviera balanceado, fue necesario observar los planos después del mismo y de la lente L3. Esto nos llevó a usar la cámara CCD y el tercer espejo abatible (entre L3 y L4), ya que no había espacio suficiente para las conexiones.

Es relevante recordar que el trabajo se enfocó en el régimen fuera de lo paraxial, lo que quiere decir que buscamos un valor de  $\kappa_{\perp}^p$  grande, y a la vez que la distancia de  $z_{\max}$  fuera suficiente para poder medir el perfil transversal de intensidad con la cámara CCD. Debido a ello se montaron las lentes después del axicon, las cuales nos permitieron modular el tamaño del AS. Y con un arreglo de  $4f$ , transmitimos la imagen del plano  $\rho_1$  a  $\rho_2$ .

En la figura 3.2 se muestra un perfil ideal Gaussiano en el punto **(A)**, que luego de incidir el axicon, sus frentes de onda planos interfieren y generan la estructura de típica de un haz BG0 en **(B)**. Después el haz es colectado por la lente L3 y en **(C)** se muestra la transformada de Fourier correspondiente.

Sin embargo, al momento de realizar el experimento, notamos que el AS de los fotones generados no mostraba la suficiente asimetría, por ello elegimos los focos de L3 y L4, tales que nos permitieran transmitir la imagen en  $\rho_2$ , con las características deseadas.

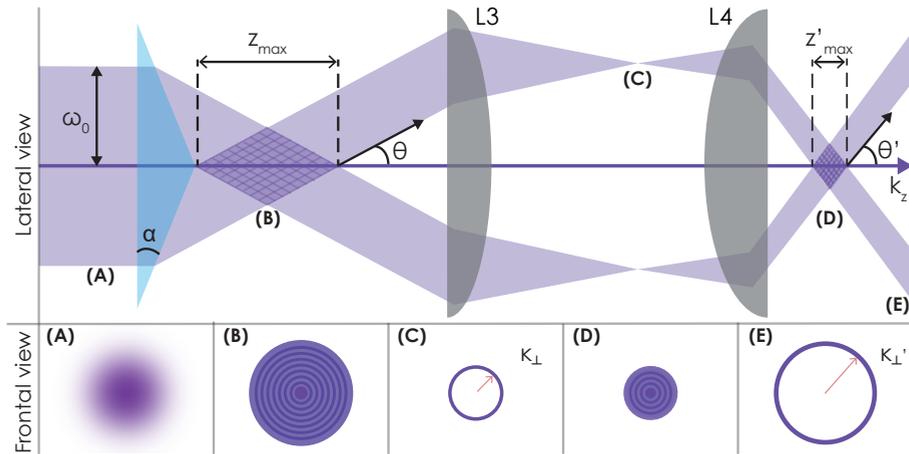
Después llegamos al punto **(D)** donde se tiene a un haz Bessel-Gauss más pequeño y por lo tanto en **(E)**, un espectro angular con  $\kappa_{\perp}^p$  mayor. Este comportamiento es descrito por las ecuaciones (1.5) y (1.6) y, se cumple  $z_{\max} > z'_{\max}$  y  $\theta' > \theta$ , una explicación a detalle se puede revisar en [20].

Es importante recalcar que en condiciones reales del laboratorio, lo que

---

<sup>2</sup>Los aspectos técnicos se encuentran en la tabla A.2

vimos fueron muchos planos con perfiles de intensidades. Entonces con la cámara CCD capturamos imágenes para asegurar la localización de los planos, en particular definimos al plano  $\rho_1$  a una distancia de 4 cm de la punta del axicon.



**Figura 3.2** Esquema de la generación del haz Bessel Gauss de orden cero.

Al montar esta parte, notamos que el perfil transversal no se comportaba igual que en la figura 1.1 y, para mejorarlo, agregamos un filtro anular que consistió en un punto de pintura negra sobre un cubreobjetos, centrado con el AS de bombeo, y diámetro menor al radio del anillo en el plano más cercano posible a  $k_1$  (poco antes del punto (C)), pero dejando espacio para la obstrucción.

La razón para elegir este filtro espacial es porque mejora los detalles de la imagen (cualquier imagen) y enfatiza sus contornos, debido a que elimina las frecuencias espaciales bajas y por lo tanto se le denomina pasa-altas [45]. Además que en [46] se comprobó su funcionamiento en un haz que comparte la misma forma geométrica del espectro angular.

Finalizamos esta primer sección del montaje con el filtro pasa banda F1 (centrado en 810 nm), el cual bloquea posibles fotones espurios en el rango espectral de emisión de SPDC.

### 3.1.2. Fuente de parejas de fotones

Una vez obtenido el haz BG0 y con la magnitud de  $\kappa_{\perp}^P$  fuera del régimen paraxial, lo hicimos incidir en un cristal no lineal de  $\beta$ -Borato de Bario (BBO), con ángulo  $\theta_c = 29.3^\circ$ . Este es el medio que se encarga de generar a las parejas de fotones, como se explicó en la sección 2.1 y mostró en la figura 2.2.

El cristal se colocó en una montura rotatoria, graduada y con la posibilidad de variar la altura y su inclinación respecto a la propagación del haz. Estos grados de libertad, nos permitieron hacer un ajuste preciso del ángulo de *phase-matching*  $\theta_c$ , el cual es crucial para calidad el AS (y por lo tanto del CAS) del SPDC.

Después se puso el filtro F2 que bloquea a los fotones de bombeo y deja pasar a los de  $\lambda_{\mu} = 811$  nm. Es importante mencionar que este filtro sólo se usó al momento de hacer las mediciones, ya que para el retraso óptico es necesario tener una referencia y, las parejas de fotones no se aprecian a simple vista<sup>3</sup>, por lo tanto dejamos el bombeo, que en este punto tenía el 47.2% de la potencia inicial.

Continuamos el camino óptico con la lente L5 (ver fig. 3.1), la cual tiene un foco de 5 cm para que las dimensiones del AS transmitido fueran las adecuadas y, pudiera ser colectado por la fibra óptica en el plano k2'.

Luego montamos el divisor de haz BS (también cuenta con recubrimiento para  $\lambda_{\mu}$ ) que separa a las parejas de fotones con probabilidad del 50%, de manera no determinista. Y para ser consistentes con la notación de las ecuaciones, el fotón acompañante es el que pasa directo a la detección en k2', mientras que el fotón señal llega hasta k8.

De la misma manera que F2, se agregó el filtro F3 para bloquear a los fotones espurios y remanentes del bombeo.

### 3.1.3. Retraso óptico

Le llamamos *delay* o retraso óptico al camino en espacio libre que recorrió el fotón señal, para compensar el retraso electrónico ocasionado principalmente, por el fotodiodo de avalancha (APD), que funciona como contador de fotones individuales, y la cámara de carga acoplada intensificada (ICCD). Tomando en

<sup>3</sup>Aspecto que provoca un gran reto experimental, en especial para el siguiente paso del arreglo.

cuenta que tienen un retraso de 20 ns y 19.9 ns, respectivamente.

El tiempo que le toma a los dispositivos procesar al fotón acompañante, hizo necesario un recorrido de 18 m para el fotón señal. Por lo que se diseñó un camino óptico  $f - f$ , en el que se alternó entre el espacio de momentos y de posiciones, de tal manera que nos permitiese propagar íntegramente la estructura transversal del haz.

Recordemos que los bifotones comparten la misma polarización  $|H\rangle$  y, sin afectar tu estado, la mitad de ellos son reflejados por el BS mientras que la otra mitad lo atraviesan, así como a L6, se reflejan en dos espejos y llegan a un cubo divisor de haz polarizado PBS, que los separa dependiendo de su polarización.

Después de que los fotones  $\vec{k}^s$  pasan por L7 hasta L11, inciden en una placa retardadora de cuarto de onda QWP, tales que después de ser reflejados por el espejo en  $k5$  y atravesado por segunda vez la QWP, portan polarización  $|V\rangle$ . El haz regresa por el mismo camino, y por ello en la figura 3.1 la etiquetas del tipo  $-\rho3(\rho6)-$ , donde lo que está afuera del paréntesis indica la primera vez que los fotones incidieron en el espejo y entre paréntesis la segunda.

Luego los fotones son reflejados por el PBS, llegan a la lente L12 y finalmente al plano  $k8$  en el sensor de la cámara ICCD, donde también agregamos el filtro F4 para bloquear a los fotones espurios que llegaran hasta esta parte del *delay*.

Note que el acomodo de los espejos y las lentes en diagonal, en conjunto con la QWP y el PBS nos permitieron hacer un buen aprovechamiento del espacio en la mesa óptica. Además en esta parte nos guiamos con el haz de bombeo, el cual no sigue el mismo camino óptico que  $\lambda_\mu$ , la gran distancia de retraso en espacio libre y de la pérdida de potencia, ocasionaron que la alineación del regreso, así como la última parte después del PBS se volviera particularmente compleja.

#### 3.1.4. Detección

En esta parte, los dispositivos relevantes son el APD, la fibra óptica, los motores y la cámara ICCD. Que en conjunto son los que nos permitieron medir el  $AS^4$  del SPDC y el CAS.

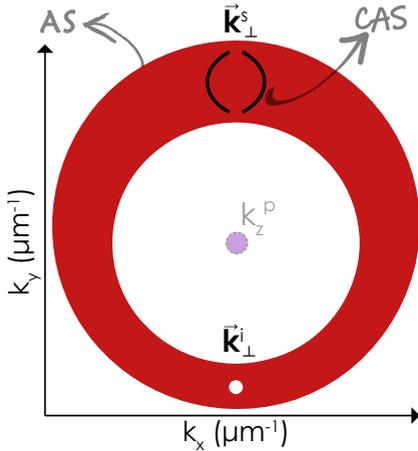
---

<sup>4</sup>El de bombeo se midió con la CCD en la sección 3.1.1.

Retomando el proceso de SPDC, sabemos que tenemos múltiples vectores  $\vec{k}_\perp$  que conforman a la estructura transversal del AS y, podemos colectar algunos de ellos con fibra óptica. Además para obtener  $R_c$  óptimo, es necesario encontrar la coordenada espacial tal que las cuentas sean máximas.

Para ello, en el plano  $k2'$ , usamos una fibra óptica con núcleo de  $50 \mu\text{m}$  de diámetro, acoplada al APD (que es el contador individual de fotones) y su movimiento lo controlamos con dos motores nanométricos traslapados (con paso mínimo de  $50 \text{ nm}$  y distancia total de desplazamiento de  $1.5 \text{ cm}$ ), uno para escanear en  $\vec{x}$  y otro en  $\vec{y}$ . Para tener mejor precisión, así como facilitar su implementación, se automatizaron con un programa de LabView<sup>5</sup>.

Mediante un rasterizado en el plano  $k2'$ , obtuvimos una matriz de datos, con las coordenadas y el número de cuentas. Luego lo graficamos para obtener el AS del SPDC en ese plano y de determinamos el valor óptimo ( $\vec{k}_\perp^i$ ) para dejar fija a la punta de la fibra. Dependiendo del tamaño del paso y el área, las mediciones de este plano tomaron entre 10 minutos o 7 horas.



**Figura 3.3** Diagrama de la detección del fotón señal y acompañante simultáneamente.

lo experimentalmente y, después conectamos la cámara al APD para medir las coincidencias, es decir el CAS.

Esta situación se ilustra en la figura 3.3, el vector  $\vec{k}_\perp^s$  se encuentra en  $k8$ , condi-

De la misma manera que para el AS de bombeo, con este escaneo se hizo un ajuste fino para determinar en dónde se definía mejor el AS del SPDC, además de varios ajustes para intentar posicionar a los motores lo más ortogonales al haz de bombeo posible y tomando en cuenta que la única referencia eran los fotones con  $\lambda_p$ , para confirmar que su posición fuera la óptima, era necesario hacer siempre un rasterizado en este plano.

Una vez confirmada la posición del plano  $k2'$  y de la fibra, procedimos a medir el AS con la cámara ICCD en el plano  $k8$ , donde también se hicieron múltiples mediciones para determinarlo.

<sup>5</sup>Realizado por el Dr. Héctor Cruz.

cionado a que se detecte  $\tilde{k}^i$  (el punto blanco denota a la fibra óptica) en  $k2'$ . En el centro tenue está la referencia del haz de bombeo, el AS es el anillo rojo y el CAS se muestra como dos curvas negras.

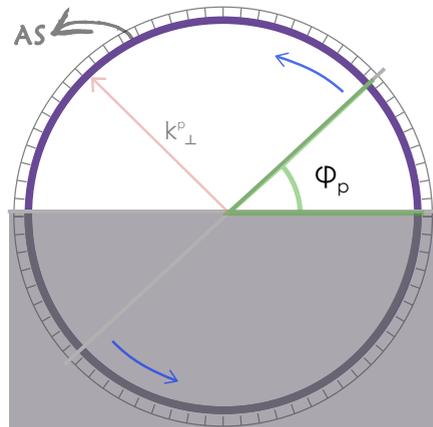
En todas las mediciones en las que fue se utilizó al cámara ICCD se delimitó el área de detección a la estructura deseada, para disminuir la probabilidad de ruido, ya que en el transcurso del tiempo notamos que es muy sensible y afecta considerablemente la calidad de las imágenes.

Además para todas las cuentas simples en el plano  $k8$ , se tomaron 100 acumulaciones con un tiempo de apertura del sensor de 1 s y 2 k o 4 k de ganancia, dependiendo de la nitidez alcanzada. Mientras que para las cuentas dobles, se detectaron 3000 s con ganancia fija en 4 k (el máximo posible es de 4015), por la baja tasa de incidencia de fotones al sensor de la cámara.

### 3.1.5. Filtro espacial

Una vez obtenida  $\kappa_{\perp}^p$ , la calibración de las coordenadas de los motores, y los planos  $k2'$  y  $k8$ , agregamos la obstrucción<sup>6</sup> en el AS de bombeo, como se evidencia en la figura 3.4.

En el plano  $k1$  posicionamos una navaja de afeitar, sujeta con pegamento a una montura rotatoria graduada cada  $2^{\circ}$  y diámetro de 1 in. Se eligió este tipo de montura para tener la libertad de cambiar a cualquier ángulo y poder hacerlo con precisión. Además de que nos permitió tener la versatilidad de agregarlo al camino óptico sin la necesidad de alterar algo más.



**Figura 3.4** Representación gráfica del semiplano bloqueando el AS de bombeo, para un ángulo  $\varphi_p = 0^{\circ}$  de rotación.

Tomando a consideración que al bloquear el haz de bombeo, la cantidad de fotones disminuye, intentamos compensar la pérdida con un ajuste fino de las

<sup>6</sup>Note que un filtro de este tipo, es la forma más sencilla de filtrar espacialmente a la luz y se tiene una transmitancia de cero o uno [45].

cuentas, es decir que dejamos conectado el APD (y con las luces apagadas) y nos guiamos por el incremento en la lectura de las cuentas que registró el aparato, al mover la punta de la fibra. De vez en cuando se repitió este tipo de ajuste.

Para confirmar que la obstrucción estaba a la mitad del anillo, colocamos la cámara CCD en un plano  $\rho 2'$ , que desviamos con un espejo después de L4, y observamos el perfil del haz BG y notamos que si el semiplano no estaba en el centro, el perfil se deformaba significativamente.

Ya que se montó la obstrucción binaria, procedimos a realizar un rasterizado en el plano  $k 2'$  con los motores de traslación, con el que determinamos las coordenadas con mayor número de cuentas. Después dejamos fija la punta de la fibra óptica en dichas coordenadas, hicimos las mediciones del perfil transversal del AS y después del CAS en el plano  $k 8$ . Luego rotamos la obstrucción y repetimos el procedimiento para los ángulos desde  $0^\circ$  a  $360^\circ$ , cada  $45^\circ$ . Cabe mencionar que los parámetros de la cámara ICCD fueron los mismos a los de la sección anterior 3.1.4.

*“ The best possible knowledge of a whole does not necessarily include the best possible knowledge of all its parts. ”*

Erwin Schrödinger

---

## Resultados

---

Se presentan las mediciones del espectro angular del haz BG0 para para caracterizar al bombeo con el valor óptimo de  $\kappa_{\perp}^P$  y  $\delta\kappa_{\perp}$ . Es decir, buscamos estar fuera de la aproximación paraxial asimismo nos fijamos en su perfil transversal.

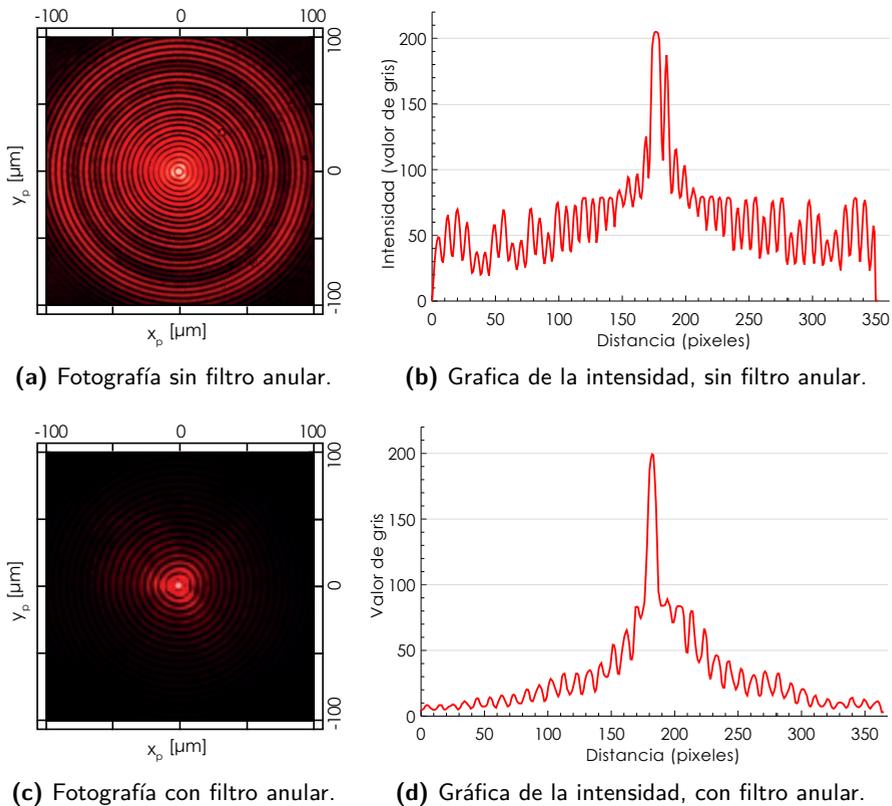
Después analizamos a los fotones del SPDC, así como los del espectro angular condicional; para los casos antes y después de la obstrucción. En este último, se agregó una compilación de AS y CAS para distintos ángulos  $\varphi_p$ , con una comparación de las simulaciones y discusión de las mismas.

### 4.1. Propagación libre

Analizar la sección transversal del bombeo, para este caso significa que buscamos que la intensidad de los anillos decrezca uniformemente, desde el punto central hacia los anillos externos, como en la figura 1.1(a).

Para ello observamos el plano de posiciones  $\rho_1$  (ver figura 4.1), con la cámara CCD y en la figura 4.1(a) se muestra el perfil transversal donde el blanco indica el máximo de intensidad, negro el mínimo y los tonos rojos intensidades intermedias. Es relevante recalcar que todas las imágenes del bombeo siguen esta normalización y se utilizó rojo porque es el que contrasta mejor.

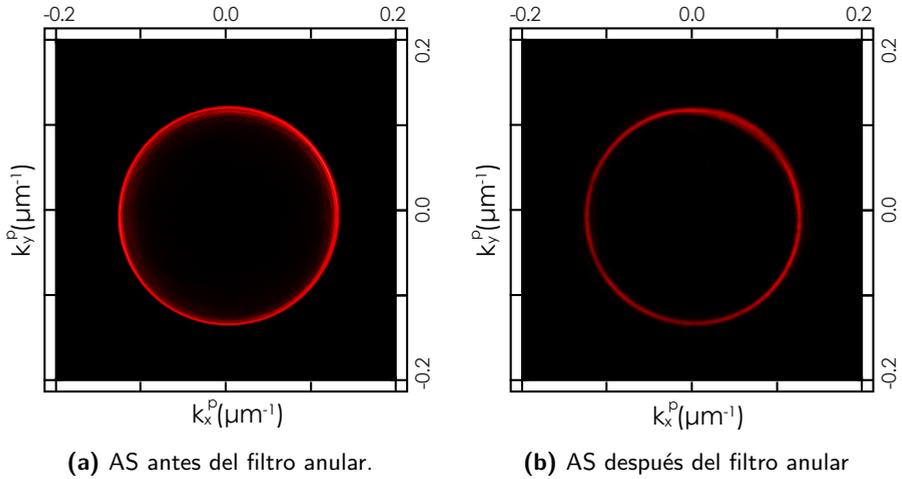
En la gráfica de la figura 4.1(b), notamos que la intensidad no se comporta como deseamos; los valores oscilan entre 25 y 100 en la escala de grises y el comportamiento difiere considerablemente al mostrado en la simulación de la figura 1.1(b).



**Figura 4.1** Caracterización de perfil transversal del haz BG0, del plano  $\rho_1$ .

De acuerdo a [20], la nitidez de los anillos del Bessel Gauss dependen de la calidad de la punta del axicón y, en la tabla A.1 notamos que tenemos uno se recomienda para una buena FT, pero no para haz BG (según el fabricante). Así que su perfil transversal es acorde a sus características.

Para mejorar la distribución de intensidad del haz, agregamos un filtro anular (fig. 4.1(c)) y notamos que la gráfica en la figura 4.1(d) tiene una mayor similitud con figura 1.1(b), donde la intensidad va de 0 a 50 (a excepción del punto central). Además la diferencia entre máximos es de 0.5 en la escala de grises, por lo que confirmamos que no afecta a la intensidad del perfil de bombeo y con estos resultados es que procedimos a observar la FT en el plano  $k_1$  (ver figura 4.2).



**Figura 4.2** Fotografías del haz BG0 en el espacio de momentos  $k_1$  .

Se observa su estructura anular distintiva ilustrada en las figuras 4.2(a) y 4.2(b), en el antes y después del filtro anular. El propósito de agregar las imágenes es analizar las repercusiones en el AS de bombeo, debido al filtro anular, y porque esta es la estructura que esperábamos que duplicaran los fotones al medir el CAS.

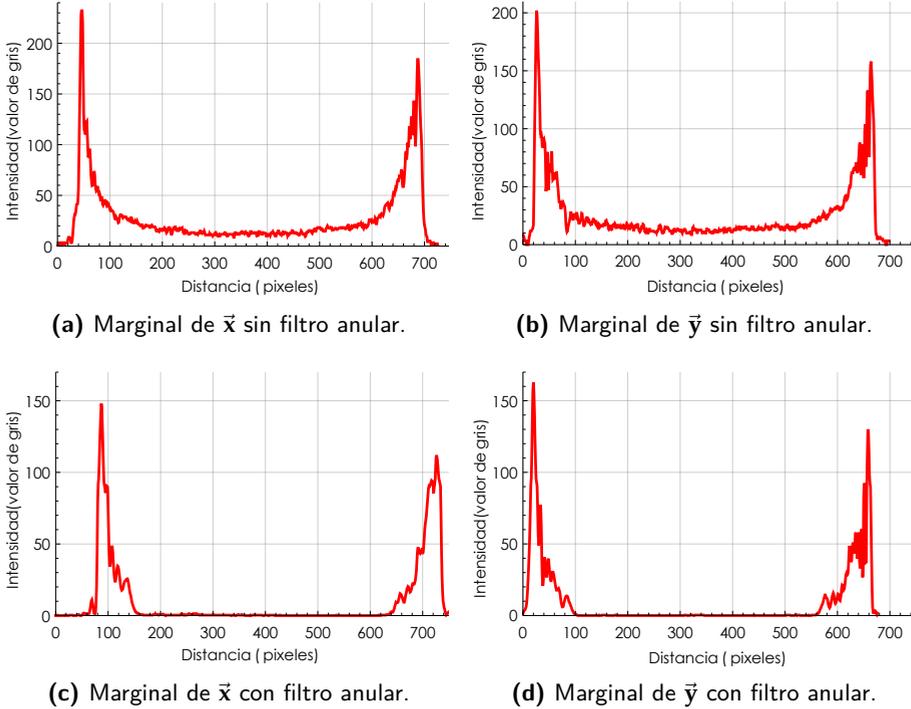
De la figura 4.2(b) obtenemos el número de pixeles que abarca el diámetro del anillo y después lo multiplicamos por  $4.65 \mu\text{m}$ , que es el tamaño de cada pixel (de acuerdo al manual de la cámara CCD). Luego con la ecuación (1.5) calculamos  $\kappa_{\perp}^p$ , tal que

$$\kappa_{\perp}^p = 0.17 \mu\text{m}^{-1} \quad \text{y} \quad \delta_{\kappa_{\perp}} = 0.0008 \mu\text{m}^{-1}.$$

Note que con estos resultados caracterizamos al sistema, tal que con estos valores se pudieron hacer las simulaciones que se mostrarán más adelante.

Si la intensidad en el perfil del anillo es la misma, es equivalente a decir que está balanceado, aunque en realidad es complicado obtener este resultado experimentalmente y, es un aspecto que comprobamos mediante las gráficas en el figura 4.3. Para ello obtuvimos las marginales de  $\vec{x}$  (fig. 4.3(a)) y  $\vec{y}$  (fig. 4.3(b)) que corresponden al AS del bombeo antes del filtro, mientras que las gráficas en las figuras 4.3(c) y 4.3(d) al perfil anular después del filtro.

De esta figura observamos que el filtro bloquea a varias  $\vec{k}_{\perp}^P$ , en particular las centrales. También hay una disminución en el máximo de la intensidad al poner el filtro, sin embargo el balance se mantiene y con ello afirmamos que el filtro anular bloquea, sin alterar el perfil generado por el axicon.



**Figura 4.3** Perfiles de intensidad del espectro angular, del haz BG0.

#### 4.1.1. Cuentas simples y dobles

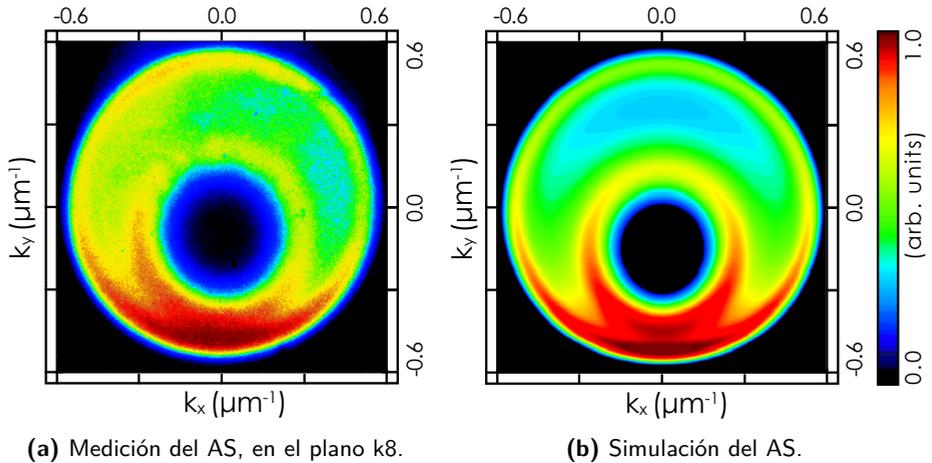
Después de tener la mayor nitidez posible en el haz de bombeo, nos pasamos al plano  $k2'$  y con los motores hicimos el rasterizado para obtener la cantidad de fotones que incidían en la fibra óptica, formando el AS del SPDC.

Por otro lado, para comprobar que los fotones  $\vec{K}_s$  llegaban al plano  $k8$  hicimos mediciones con la cámara ICCD. En la figura 4.4(a) se muestra el AS correspondiente al plano  $k8$ , con 100 acumulaciones, tiempo de exposición de 1

s y ganancia del 2 k. La simulación correspondiente es la figura 4.4(b) y está basada en la ecuación (2.11).

Como lo esperábamos de las ecuaciones, el espectro angular de los fotones generados por SPDC es asimétrico, con sus radios interno y externo completamente visibles. Además notamos que entre los mismos también hay cuentas, es decir que el AS está formado por fotones fuera de las regiones definidas por la ecuación (2.15).

Además al observar la comparación de AS en la figura 4.4, en la medición resalta el desbalance en la dirección  $\vec{x}$ . Esto puede ser por múltiples factores; puede por el ángulo de incidencia del vector de onda del bombeo con la superficie del cristal, por cualquiera de los elementos ópticos (en particular los del *delay*), así como un desperfecto en el recubrimiento del cristal. Y después de bloquear varios elementos ópticos, así como de re-alineación, asumimos que es un desperfecto en la superficie del cristal. Es importante recalcar que estas imperfecciones son inherentes del proceso experimental.



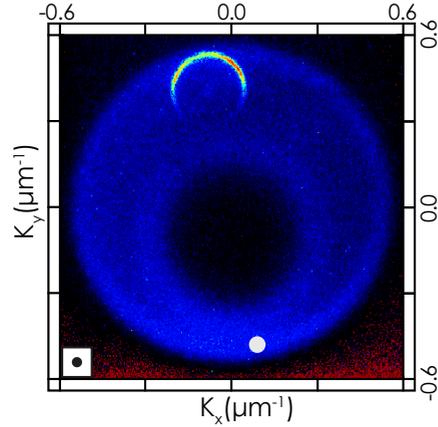
**Figura 4.4** Perfil transversal del espectro angular para  $\kappa_{\perp}^p = 0.17 \mu\text{m}^{-1}$  [1].

Luego si nos fijamos en la dirección  $\vec{y}$ , notamos que tampoco tiene una intensidad uniforme, pues sólo dentro de los valores de  $[-0.6, 0.0]$  hay tonalidades de rojo, aspecto que era completamente esperado por las simulaciones, así como el efecto de *walk-off* en la estructura completa.

Procedimos a medir el CAS (ver figura 4.5), ya que era necesario confirmar que las cuentas eran suficientes como para ser detectadas en el plano  $k_8$ .

Además de que son evidencia de la existencia de la correlación en la pareja de fotones. Cabe mencionar que los resultados hasta este punto, sirven para saber que el sistema se está comportando como lo necesitamos, pero no son precisamente los que eran de interés.

Como se mencionó previamente, para medir el CAS es necesario dejar la punta de la fibra óptica fija, la cual denotamos con un punto blanco en la figura 4.5 en referencia a su posición transversal, y el cuadrado blanco con un punto negro es la escala del núcleo de la fibra. Además se tiene el AS de fondo como referencia de que los fotones correlacionados se emiten de manera diametralmente opuestas y, esto se manifiesta en la detección.



**Figura 4.5** Cuentas dobles, capturadas en el plano  $k_8$ .

También es interesante notar para esa posición de la fibra, el traslape de las funciones  $\mathcal{S}(\cdot)$  y  $\mathcal{L}(\cdot)$  es de tal forma que no está centrado y por lo tanto se ve una geometría circular e incompleta. Asimismo confirmamos que el detectar un fotón en el plano  $k_2'$  anuncia (confirma) la existencia de su conjugado en el plano  $k_8$ .

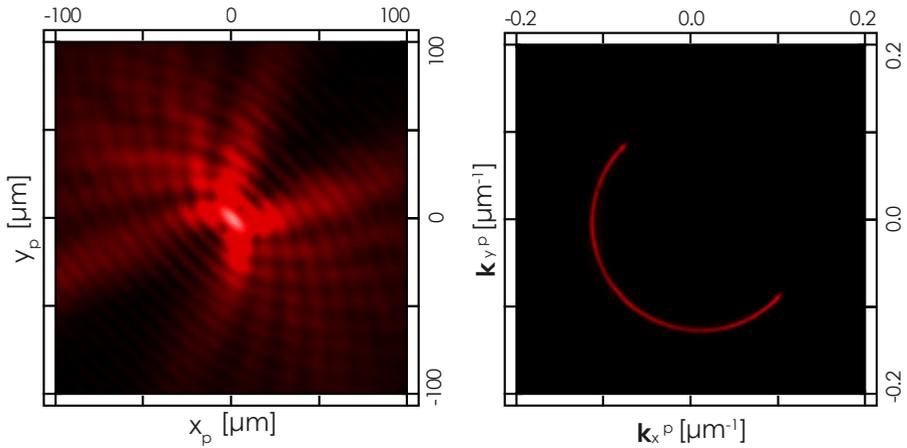
De aquí confirmamos que las aproximaciones y parámetros consideradas son los adecuados, para describir el comportamiento no paraxial de un haz BG que sufre SPDC. Asimismo la calidad de los datos obtenidos hasta este punto, nos indicaron que el montaje estaba en las mejores condiciones posibles y entonces pasamos a la segunda parte.

## 4.2. Obstrucción

Una vez caracterizado el sistema para la propagación del haz en el espacio libre, y con el valor de  $\kappa_{\perp}^P$  en la vecindad de interés. Proseguimos a obstruir el bombeo con la mascarilla binaria. Se muestran primero los resultados del bombeo y luego las cuentas simples, para finalizar con las cuentas dobles.

La figura 4.6 son las mediciones del bombeo con la cámara CCD, para un ángulo fijo  $\varphi = 135^\circ$  del semiplano bloqueando el haz. En el inciso (a) notamos el bombeo en el plano de posiciones, con diferente distribución de intensidad y forma comparada con la figura 4.1(c), ocasionado por el semiplano.

Mientras que en el espacio de momentos (fig. 4.6(b)) sólo se ve el contorno truncado a la mitad y con las imágenes en este plano confirmamos que el filtro binario, hasta este punto donde sigue siendo óptica clásica, se comportó como esperábamos de la teoría.



(a) Fotografía del haz, en el plano de posiciones ( $\rho$ 's). (b) Fotografía del haz, en el plano de momentos ( $\vec{k}$ 's).

**Figura 4.6** Perfiles del haz de bombeo, con obstrucción en  $\varphi = 135^\circ$ .

Se observó el mismo comportamiento para todos los ángulos, por lo que no se consideró necesario agregar las otras mediciones. Además nótese que durante estas alteraciones,  $\kappa_{\perp}^p$  fue la misma.

Con estas mediciones confirmamos que, el método para bloquear el haz cumplía con los requisitos de ser fácil de implementar y no alterar lo demás del camino óptico.

#### 4.2.1. Cuentas simples y dobles

Una vez obstruido el AS del bombeo, observamos cómo le afectó a los fotones generados. Los resultados los resumimos en dos tablas, que están

agrupados por los ángulos  $\varphi_p$  de la obstrucción; los primeros corresponden a aquellos que son paralelos a  $\pi$  y  $\pi/2$ , y los segundos a  $\pi/4$  y  $3\pi/4$ . Se ordenaron de esta manera porque es más ilustrativo ver el efecto con el ángulo complementario, que al ordenarlo sucesivamente.

Las imágenes de las figuras 4.7 y 4.8 sintetizan los resultados fundamentales del experimento. Están ordenadas de la misma manera; la primer columna muestra la medición del AS del bombeo en el plano  $k1$ , la segunda son las fotografías del AS en el plano  $k8$ , la tercera son las mediciones de la pareja de fotones en el plano  $k8$  (con AS tenue de fondo) y la última columna muestra las simulaciones de las tasas de cuentas simples y dobles traslapadas.

En todas las imágenes se tiene una barra de escala blanca y, en la primera fila se muestra la magnitud que le corresponde a cada columna. Mientras que el conjunto de todas las mediciones están normalizadas con unidades arbitrarias, con el objetivo que que fueran comparables las simulaciones con las mediciones. Además recordemos que la cantidad importante es la intensidad, que en este caso es la cantidad de cuentas de fotones incidentes en el sensor de la respectiva cámara en uso.

Mientras que las imágenes de la segunda a la cuarta columna, tienen un punto blanco que denota la posición de la fibra óptica y al hacer las simulaciones, se consideraron las dimensiones del núcleo de la fibra. Para las simulaciones, el programa maximizó automáticamente la posición en el plano transversal con más cuentas, a diferencia del experimento, en el que la posición se eligió respecto al escaneo del motor.

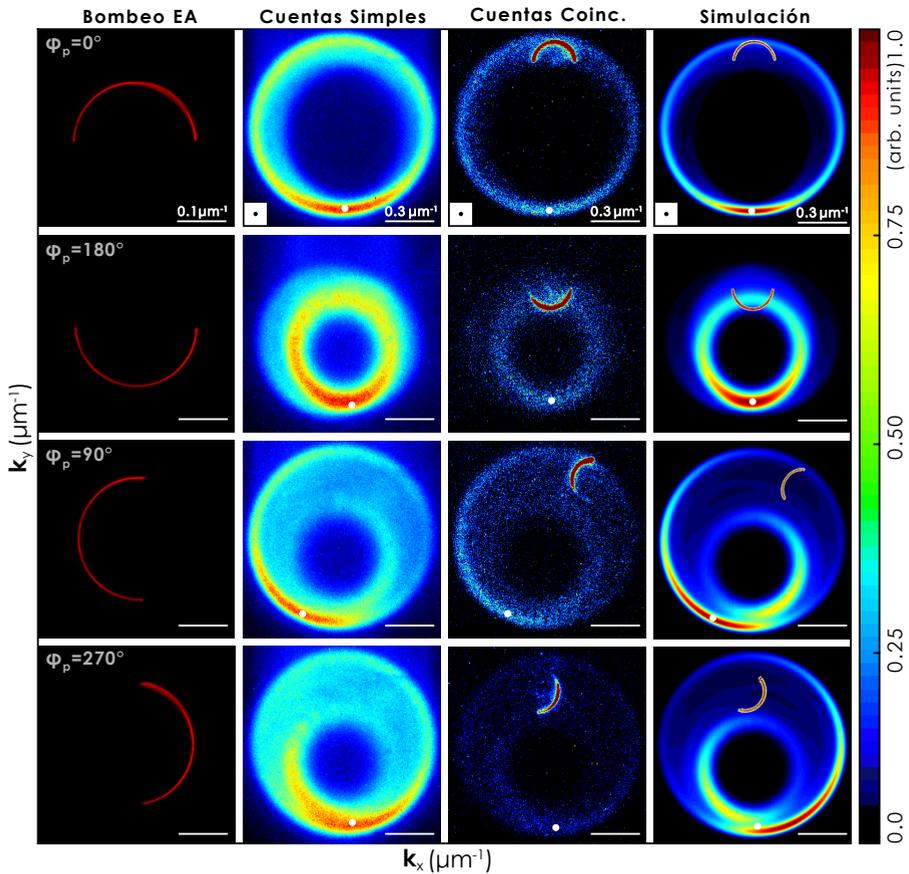
Las mediciones de la segunda y cuarta columna nos indican que, al colocar la obstrucción es posible seleccionar el cono de SPDC externo o interno, al bloquear la mitad superior/inferior del espectro angular del bombeo. Y si la obstrucción del semiplano se configura en cualquier otra orientación, una porción de ambos conos permanece.

Al observar los resultados de la tercer y cuarta columna, es evidente que la estructura del bombeo se replica por los fotones que forman al espectro angular condicional; cambia ligeramente grosor, longitud y ángulo de inclinación. Pero en esencia, afirmamos que la estructura de bombeo es la que se reproduce en la pareja de fotones.

Además hay que tomar en cuenta que el método experimental para elegir la posición del motor es afectado por la resolución del paso que se elija de los

motores.

En especial la posición del CAS respecto al AS, está determinada por la posición de la punta de fibra, es decir qué tan cerca esté del radio interno o externo del espectro angular, como lo vimos en la figura 4.4(b). Con estos resultados afirmamos que el experimento es muy sensible a las coordenadas del motor.

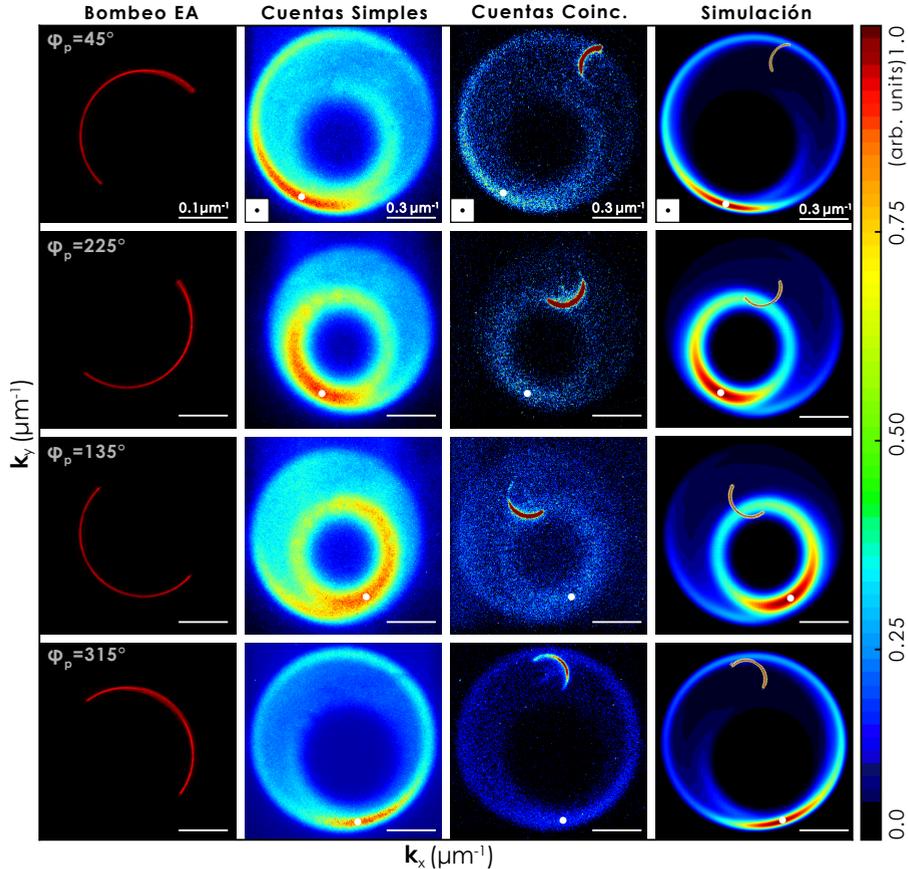


**Figura 4.7** Mediciones con el semiplano como obstrucción del haz estructurado, en el espacio de momentos para ángulos alineados con los ejes coordenados.

Recordemos que las mediciones de la segunda y tercer columna, fueron tomadas después del retraso óptico y, por ello hablamos de control. Porque

notamos que la pareja de fotones se mantiene con una estructura muy similar a la de bombeo, después de atravesar más de 8 lentes, reflejarse en 10 espejos y 18 m después, la correlación sigue presente, siendo éste el resultado más impresionante del trabajo.

De las figuras 4.7 y 4.8, afirmamos la similitud entre los resultados experimentales y teóricos es la suficiente como para decir que el montaje experimental es robusto y a la vez, simple (dentro de lo que cabe para este tipo de experimentos).



**Figura 4.8** Mediciones con el semiplano como obstrucción del haz estructurado, en el espacio de momentos para los ángulos en diagonal.

*"I think 99 times and find nothing. I stop thinking, swim in silence, and the truth comes to me."*

Albert Einstein

---

## Conclusiones

---

La caracterización de la estructura transversal de los fotones generados, por un haz Bessel Gauss de orden cero y SPDC, dio resultados que soportan la hipótesis. Esto se confirma por la comparación de mediciones contra simulaciones del AS y CAS, lo que nos lleva a concluir que las propiedades espaciales transversales del SPDC pueden controlarse mediante un filtro espacial binario en el espectro angular del bombeo. Además, garantizamos que se puede seleccionar y observar el AS y CAS, para cualquier orientación de la obstrucción con el borde tangente al eje de bombeo. Es decir que la correlación de los bifotones se conserva a pesar de la obstrucción.

La importancia de esta propuesta experimental, tomando en cuenta los resultados de [4, 5, 6, 39, 7], es que un experimentador cercano a la fuente, puede determinar a través de la orientación de la obstrucción, las propiedades de emisión angular de la estructura transversal de los fotones emitidos por SPDC tipo I, cuando se tiene un haz de bombeo fuera del régimen paraxial.

Debido a la nitidez de las imágenes, así como las estructuras que se muestran en las mismas, afirmamos que el montaje experimental es robusto y apropiado para medir otras propiedades de los bifotones.

Este trabajo resulta particularmente adecuado como una herramienta para protocolos de procesamiento de información cuántica, como es la distribución de claves cuánticas. En las siguientes secciones habrán algunas sugerencias para su implementación.

## 5.1. Perspectivas a futuro

Son varios los comentarios acerca de lo que se puede mejorar; algunos para incrementar la calidad de las mediciones y, otros para hacer más eficiente el proceso de montar los dispositivos. Al final propongo dos posibles aplicaciones, que respaldan la versatilidad del experimento.

### 5.1.1. Modificaciones

La ventaja más significativa del diseño experimental, es que permite alterar fácilmente la obstrucción, sin afectar el alineamiento. En consecuencia, la detección de las parejas de fotones queda intacta.

Por ello, la modificación más sencilla y barata es usar otra obstrucción. Se podría agregar otra navaja para crear una rendija, que también tuviese la libertad de rotar. Esto nos ayudaría a analizar una modificación de experimento de Young, donde el anillo del AS obstruido por la rendija, podría considerarse como las dos fuentes puntuales. En este caso, también sería interesante estudiar la fase y medir en el espacio de momentos y posiciones. Intentando agotar las opciones sencillas, se podría explorar lo que sucede cuando se superpone la rendija y otra navaja, de tal manera que sólo tengamos un segmento de arco. Esto nos permitiría alterar la interferencia entre las dos fuentes.

Tener un bombeo con modo transversal que se propague uniformemente, con potencia mayor a 150 mW. Favorecería el incremento de cuentas, por ende mejores mediciones del CAS. Además simplificaría la alineación y probablemente la calidad del perfil del haz BG0 sería considerablemente mejor.

Se podría cambiar el axicón por uno de mayor ángulo en el ápice, lo que nos permitiría alterar el valor de  $\kappa_{\perp}^P$  con facilidad. Así como pasar a uno de mayor calidad, es decir con una punta más afilada, de modo que evitemos el uso del filtro anular.

Otra opción, es sustituirlo por una pantalla SLM (*Spatial Light Modulator*) como lo hacen en [47] y, con ello ganaríamos versatilidad en el arreglo. Así podríamos transformar la estructura del haz de bombeo más allá de BG0; como un BG de orden mayor, Laguerre Gauss [48], etc. Es decir, una amplia gama de haces con

el mismo arreglo.

### 5.1.2. Aplicaciones

Dejando a un lado el perfeccionamiento, notemos que hay formas de aplicar los resultados, a otro tipo de mediciones o arreglos experimentales.

Por ejemplo, podríamos agregar una mascarilla al camino del fotón señal, para hacer una medición de *Ghost Imaging*. La idea y definición se pueden estudiar a detalle en [49]. Mientras que [50] explica el experimento que comprobó el concepto por primera vez.

Partiendo de resultados de otros grupos, está el trabajo de [51]. Donde generan a la pareja de fotones mediante SPDC tipo II, logrando teleportación cuántica de 100 km de distancia en espacio libre. A este experimento se le podría cambiar el haz Gaussiano por un BG0, con la ventaja de que se va a reconstruir después de alguna obstrucción inoportuna, en la propagación de espacio libre.

En conclusión, hay muchas modificaciones viables. Unas fáciles de implementar y, otras que requieren presupuesto. Sin embargo, nos permite confirmar que el experimento fue exitoso; porque tanto los resultados se apegaron a la teoría, como que sirve de base para múltiples avances, en el procesamiento de información con tecnologías cuánticas.



---

## Dispositivos Experimentales

---

Como se puede apreciar en los capítulos 3 y 4, la calidad de mediciones tanto en complejidad como resolución, es superior a los experimentos de licenciatura, debido al equipo tan especializado.

Tipo	Dispositivo	Marca	Modelo
Electrónicos	CCD	Thorlabs	DCU223M
	ICCD	Andor Solis	iStar DH334T-18-F-73
	Motor	Physik Instrumente	M112.1DG
	APD	Pelkin Elmer	SPCM-AQRH-13-FC
	Laser	CrystaLaser	DL-405-100
Ópticos	Axición	Altechna	Regular
	Cristal	Newlight	BTC10100-SHG800(I)-P
	Espejos	Thorlabs	E03/E04
	Fibra óptica	Thorlabs	M43L02
	Lentes	Thorlabs	LA1050-A, LA1256-A, LA1725-B, LA1727-B, LA1779-B

**Tabla A.1** Información técnica de los dispositivos experimentales.

Es por ello que consideré apropiado hacer un recuento (ver Tabla A.1) a detalle, ya que este conjunto de elementos es el que nos permitió hacer trabajo de la suficiente precisión, que reproduce lo esperado por las simulaciones.

## A.1. APD

Las iniciales corresponden a *Avalanche Photo-Diode*, con traducción literal -foto diodo de avalancha-. Es el dispositivo que se encarga de contar individualmente a los fotones; son detectados al incidir en un segmento metálico y debido a su energía mueve a los electrones del metal, generando una corriente eléctrica y, se traduce en los pulsos detectados por otros elementos electrónicos. Esencialmente lo que tenemos es el efecto fotoeléctrico, junto con amplificadores que magnifican la señal eléctrica.

## A.2. ICCD



**Figura A.1** Cámara ICCD, marca Andor [52].

En este dispositivo, la imagen es interceptada por elementos de una matriz de detectores de área y, convertida en una distribución de cargas eléctricas. Luego éstas se leen como elementos de una imagen mientras conservan la correlación con la posición en el arreglo donde se generó la carga. Y finalmente la información se muestra o almacena.

El sensor está constituido por varios miles de millones de celdas fotosensibles o píxeles que producen una carga eléctrica proporcional a la luz incidente. En particular, cada pixel es esencialmente un capacitor semiconductor de óxido de metal. Además el modelo que utilizamos cuenta con un tubo intensificador el cual, es un dispositivo que amplifica la intensidad de la señal recibida, por ello la -I- (*Intensified*) antes de CCD.

Estas cámaras cuentan con un sistema de enfriamiento, que para el modelo que utilizamos, la temperatura óptima es de  $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$  y detecta señales que están entre 280 nm y 910 nm. En la figura A.1 podemos ver una fotografía del dispositivo, lo que más llama la atención es que sus dimensiones son

Son cámaras con sensor CCD (las iniciales se refieren a *Charged Coupled Device*), que fue de los primeros sensores en las cámaras fotográficas digitales.

En este dispositivo, la imagen es interceptada por elementos de una matriz de detectores de área y, convertida en una distribución de cargas eléctricas. Luego éstas se leen como elementos de una

ocasionadas por el sistema de enfriamiento.

### A.3. Axicón

Además de la información en la Tabla A.1, este elemento óptico tiene más parámetros significativos; por lo que pensé apropiado plasmarlos en la siguiente tabla.

Característica	Valor
Material	UVFS
Diámetro	25.4 mm
Apex angle	178 deg
Recubrimiento	AR/AR (R<0.25%) @ 405nm

**Tabla A.2** Especificaciones del axicón.

Cabe mencionar que su fabricación tiene la calidad para generar un buen anillo del espectro angular, pero no la suficiente como para un haz Bessel Gauss con intensidades y definición homogénea. Esto se debe a que la punta está ligeramente redonda, sin ser apreciable a simple vista.

### A.4. Cristal

Se utilizó un cristal  $\beta - \text{BaB}_2\text{O}_4$ , habitualmente referido como BBO. Tiene dimensiones de  $10 \times 10 \times 1.0$  mm, y un ángulo de *phase-matching* de  $29.2^\circ$ .

Este cristal tiene una película delgada en ambos lados, que permite una transmitancia óptima para un bombeo de 400nm y por lo tanto una generación de la pareja de fotones a 800nm. En términos técnicos se traduce a: Two faces AR @800 & 400 nm. Para información más detallada, recomiendo consultar la página del fabricante en [53].

### A.5. Filtros espectrales

Se utilizan para bloquear componentes del espectro, es decir longitudes de onda/frecuencias que no son de interés.

Están constituidos por capas de vidrio unidas con resina epoxica, que a su vez se le traslapan varias películas delgadas reflejantes, alternando entre materiales

de alto y bajo índice de refracción, así como su grosor. Hay tres categorías para estos filtros: Pasa altas, pasa banda y pasa bajas.

En la tabla A.3 se muestran los modelos de filtros utilizados en el experimento, y el lugar donde van posicionados se pueden observar en la Figura 3.1.

	<b>F1</b>	<b>F2</b>	<b>F3</b>	<b>F4</b>
<b>Marca</b>	Semrock	CVI	Thorlabs	Thorlabs
<b>Modelo</b>	417/60	630-2700	FB810-10	FB810-10
<b>Tipo</b>	Pasa banda	Pasa altas	Pasa banda	Pasa banda

**Tabla A.3** Modelos de los filtros espectrales.

---

## Bibliografía

---

- [1] Dalia Gutiérrez-López, Mónica Maldonado-Terrón, R. Josué Hernández, Verónica Vicuña-Hernández, Roberto Ramírez-Alarcón, Héctor Cruz-Ramírez, Rocío Jáuregui, and Alfred B. U'Ren. Spatial control of spontaneous parametric down-conversion photon pairs through the use of apertured bessel-gauss pump beams. *Physical Review A*, 100(1), jul 2019.
- [2] Albert Einstein. *The Collected Papers of Albert Einstein, Volume 2 (English)*. Princeton University Press, 1989.
- [3] Ian Walmsley. Ultrafast quantum optics and optical metrology. <https://www2.physics.ox.ac.uk/research/ultrafast-quantum-optics-and-optical-metrology>.
- [4] Hector Cruz-Ramirez, Roberto Ramirez-Alarcon, Francisco J. Morelos, Pedro A. Quinto-Su, Julio C. Gutierrez-Vega, and Alfred B. U'Ren. Observation of non-diffracting behavior at the single-photon level.
- [5] Verónica Vicuña-Hernández, Héctor Cruz-Ramírez, Roberto Ramírez-Alarcón, and Alfred B. U'Ren. Classical to quantum transfer of optical vortices. *Optics Express*, 22(17):20027, aug 2014.
- [6] Roberto Ramirez-Alarcon, Hector Cruz-Ramirez, and Alfred B. U'Ren. Effects of crystal length on the angular spectrum of spontaneous parametric downconversion photon pairs.
- [7] Verónica Vicuña-Hernández, José T. Santiago, Yasser Jerónimo-Moreno, Roberto Ramírez-Alarcón, Héctor Cruz-Ramírez, Alfred B. U'Ren, and Rocio Jáuregui-Renaud. Double transverse wave-vector correlations in photon pairs generated by spontaneous parametric down-conversion pumped by bessel-gauss beams. *Physical Review A*, 94(6), dec 2016.
- [8] Saúl Rodríguez Benavides. Generación de parejas de fotones con propiedades espectrales optimizadas mediante conversión paramétrica descendente en cavidades no lineales, 2009.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [9] David J. Griffiths. *Introduction to Electrodynamics*. Cambridge University Pr., 2017.
- [10] NIST. <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?c>, Apr 2019.
- [11] Eugene Hecht. *Optics*. Pearson, fifth edition, 2017.
- [12] Mike Woerdemann. Non-diffracting beams for the three-dimensional moulding of matter. In *Structured Light Fields*, pages 67–82. Springer Berlin Heidelberg, 2012.
- [13] B. Tehan Landesman and H. H. Barrett. Gaussian amplitude functions that are exact solutions to the scalar helmholtz equation. *Journal of the Optical Society of America A*, 5(10):1610, oct 1988.
- [14] D McGloin and K Dholakia. Bessel beams: Diffraction in a new light. *Contemporary Physics*, 46(1):15–28, jan 2005.
- [15] Hans J. Weber George B. Arfken. *Mathematical Methods for Physicists*. Elsevier LTD, Oxford, 2012.
- [16] J. Durnin. Exact solutions for nondiffracting beams i the scalar theory. *Journal of the Optical Society of America A*, 4(4):651, apr 1987.
- [17] G.S. Sokolovskii, V.V. Dudelev, S.N. Losev, K.K. Soboleva, A.G. Deryagin, K.A. Fedorova, V.I. Kuchinskii, W. Sibbett, and E.U. Rafailov. Bessel beams from semiconductor light sources. *Progress in Quantum Electronics*, 38(4):157–188, jul 2014.
- [18] F. Gori, G. Guattari, and C. Padovani. Bessel-gauss beams. *Optics Communications*, 64(6):491–495, dec 1987.
- [19] Oto Brzobohatý, Tomáš Čižmár, and Pavel Zemánek. High quality quasi-bessel beam generated by round-tip axicon. *Optics Express*, 16(17):12688, aug 2008.
- [20] Jan Ježek, Tomáš Čižmár, Vilém Neděla, and Pavel Zemánek. Formation of long and thin polymer fiber using nondiffracting beam. *Optics Express*, 14(19):8506, August 2006.
- [21] Peter E. Powers. *Fundamentals of Nonlinear Optics*. CRC Press, 2011.
- [22] NIST. <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?eqep0>, Apr 2019.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [23] Verónica Vicuña Hernández. *Efectos de la no paraxialidad y la longitud del cristal en el proceso de la conversión paramétrica descendente*. Tesis, 2017.
- [24] Robert Boyd. *Nonlinear Optics*. Elsevier, 2003.
- [25] NIST. <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?hbar>, May 2019.
- [26] Alan Newell. *Nonlinear Optics*. CRC Press, 1991.
- [27] NIST. <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?h>, Apr 2019.
- [28] Ralf Menzel, Axel Heuer, and Peter Milonni. Entanglement, complementarity, and vacuum fields in spontaneous parametric down-conversion. *Atoms*, 7(1):27, feb 2019.
- [29] Alexander Sergienko. Quantum metrology with entangled photons. -1:715, 01 2001.
- [30] David C. Burnham and Donald L. Weinberg. Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs. *Physical Review Letters*, 25(2):84–87, jul 1970.
- [31] Enno Giese, Robert Fickler, Wuhong Zhang, Lixiang Chen, and Robert W Boyd. Influence of pump coherence on the quantum properties of spontaneous parametric down-conversion. *Physica Scripta*, 93(8):084001, jul 2018.
- [32] Juan P. Torres, Gabriel Molina-Terriza, and Lluís Torner. The spatial shape of entangled photon states generated in non-collinear, walking parametric downconversion. 7:235–239, 2005.
- [33] L.J. Wang. Quantum coherence of a single photon. *Materials Science and Engineering: B*, 48(1-2):49–52, aug 1997.
- [34] Luis Edgar Vicent, Alfred B. U'Ren, Lijian Zhang, and Ian A. Walmsley. Design of bright, fiber-coupled and fully factorable photon pair sources. 2008.
- [35] A. B. U'Ren, K. Banaszek, and I. A. Walmsley. Photon engineering for quantum information processing.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [36] Alfred B. U'Ren, Christine Silberhorn, Reinhard Erdmann, Konrad Banaszek, Warren P. Grice, Ian A. Walmsley, and Michael G. Raymer. Generation of pure-state single-photon wavepackets by conditional preparation based on spontaneous parametric downconversion.
- [37] Yanhua Shih. *An Introduction to Quantum Optics*. Taylor & Francis Ltd, 2011.
- [38] Daniel Rojano Guido. *Generación de fotones por downconversion paramétrico, con haces de bombeo espacialmente estructurados*. Tesis, 2012.
- [39] Roberto Ramirez-Alarcon, Veronica Vicuña-Hernandez, Hector Cruz-Ramirez, and A B U'Ren. Transverse amplitude transfer experiments based on the process of spontaneous parametric downconversion. *Physica Scripta*, 90(6):068013, may 2015.
- [40] Bahaa E. A. Saleh, Ayman F. Abouraddy, Alexander V. Sergienko, and Malvin C. Teich. Duality between partial coherence and partial entanglement. *Physical Review A*, 62(4), sep 2000.
- [41] Y. Jerónimo-Moreno and R. Jáuregui. On-demand generation of propagation-invariant photons with orbital angular momentum. *Physical Review A*, 90(1), jul 2014.
- [42] Yasser Jeronimo-Moreno and R. Jáuregui. Type i parametric down conversion of highly focused gaussian beams in finite length crystals. 16:065201, 2014.
- [43] Bahaa E. A. Saleh and Malvin Carl Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, 1991.
- [44] Héctor Cruz Ramirez. *Acondicionamiento del enredamiento espacial en parejas de fotones producidas por conversión paramétrica descendente*. PhD thesis, 2014.
- [45] Jurgen R. Meyer-Arendt. *Introduction to Classical and Modern Optics (4th Edition)*. Addison-Wesley, 1994.
- [46] R. J. Hernández-Hernández, R. A. Terborg, I. Ricardez-Vargas, and K. Volke-Sepúlveda. Experimental generation of mathieu-gauss beams with a phase-only spatial light modulator. *Applied Optics*, 49(36):6903, dec 2010.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [47] Narupon Chattrapiban, Elizabeth A. Rogers, David Cofield, III Wendell T. Hill, and Rajarshi Roy. Generation of nondiffracting bessel beams by use of a spatial light modulator. *Optics Letters*, 28(22):2183, nov 2003.
- [48] Bienvenu Ndagano, Robert Bruning, Melanie McLaren, Michael Duparre, and Andrew Forbes. Fiber propagation of vector modes.
- [49] David S. Simon, Gregg Jaeger, and Alexander V. Sergienko. Ghost imaging and related topics. In *Quantum Science and Technology*, pages 131–158. Springer International Publishing, nov 2016.
- [50] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov, and A. V. Sergienko. Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement. *Physical Review A*, 52(5):R3429–R3432, nov 1995.
- [51] Juan Yin, Ji-Gang Ren, He Lu, Yuan Cao, Hai-Lin Yong, Yu-Ping Wu, Chang Liu, Sheng-Kai Liao, Fei Zhou, Yan Jiang, Xin-Dong Cai, Ping Xu, Ge-Sheng Pan, Jian-Jun Jia, Yong-Mei Huang, Hao Yin, Jian-Yu Wang, Yu-Ao Chen, Cheng-Zhi Peng, and Jian-Wei Pan. Quantum teleportation and entanglement distribution over 100-kilometre free-space channels. *Nature*, 488(7410):185–188, aug 2012.
- [52] AZO Optics. <https://www.azooptics.com/optics-equipment-details.aspx?EquipID=125>.
- [53] Newlight Photonics Inc. <http://www.newlightphotonics.com/v1/ultrathin-bbo-crystals.html>, Sep 2018.