



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

FUNCIONES DE CORRELACIÓN PARA UNA  
FUENTE COHERENTE CON DOS Y TRES  
DETECTORES

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

F Í S I C O

P R E S E N T A :

JOSÉ ROLANDO GONZÁLEZ GONZÁLEZ



TUTOR  
DR. VÍCTOR MANUEL VELÁZQUEZ AGUILAR

2013



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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



# Hoja de Datos del Jurado

## 1. Datos del alumno

González

González

José Rolando

26 38 25 90

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

090378867

## 2. Datos del tutor

Dr

Victor Manuel

Velázquez

Aguilar

## 3. Datos del sinodal 1

Dr

José Ignacio

Jiménez

Mier y Terán

## 4. Datos del sinodal 2

Dr

Jorge Alejandro

Reyes

Esqueda

## 5. Datos del sinodal 3

Dr

Víctor Manuel

Velázquez

Aguilar

4

6. Datos del sinodal 4

M. en C.

Ignacio

Campos

Flores

7. Datos del sinodal 5

Dra

Rosalba

Castañeda

Guzmán

8. Datos del trabajo escrito

Funciones de correlación

para una fuente coherente

con dos y tres detectores

79p

2013

# Agradecimientos

Afortunadamente estoy rodeado de gente capaz, generosa, amigable y solidaria, que me permiten ver la vida de diferentes maneras, a todos ellos les agradezco por formar parte de mi camino.

También, hay que mencionar, que este trabajo contó con el apoyo de los programas de PAPIME PE103014 y CONACYT.



*Dedicado a  
Yoli, Yoltzin, Aacini, Lucía, Rosa Maria y Jorge*



# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>I</b>
<b>Dedicatoria</b>	<b>III</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>II</b>
<b>Lista de tablas</b>	<b>V</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>3</b>
1.1. Historia . . . . .	3
1.2. Motivación . . . . .	4
1.3. Objetivo de la tesis . . . . .	7
<b>2. Herramientas para la manipulación de estados de fotones</b>	<b>9</b>
2.1. Coherencia en ondas y partículas . . . . .	9
2.1.1. Ondas de fotones . . . . .	9
2.2. Notación de Dirac . . . . .	10
<b>3. Estadística de Fotones</b>	<b>15</b>
3.1. Estadística de Conteo de Fotones . . . . .	15
3.2. Estadística Poissoniana de fotones. . . . .	19
3.3. Clasificación de la luz para la estadística de fotones . . . . .	21
3.4. Luz Super-Poissoniana . . . . .	22
3.4.1. Luz Térmica . . . . .	22
3.5. Luz Sub-Poissoniana . . . . .	25

<b>4. Funciones de correlación cuántica</b>	<b>27</b>
4.1. El interferómetro de intensidad . . . . .	27
4.2. Experimentos de Hanbury Brown-Twiss y fluctuaciones de intensidad clásica . .	28
4.3. La función de correlación de segundo orden $g^{(2)}(\tau)$ . . . . .	29
4.3.1. Medición de $g^{(2)}(0)$ con dos detectores . . . . .	32
4.4. Experimentos Hanbury Brown-Twiss con fotones . . . . .	33
4.5. Amontonamiento y antiamontonamiento de fotones . . . . .	35
4.5.1. Luz coherente . . . . .	36
4.5.2. Luz amontonada . . . . .	36
4.5.3. Luz antiamontonada . . . . .	37
4.5.4. Prueba experimental de la existencia del fotón . . . . .	38
<b>5. Experimento</b>	<b>43</b>
5.1. HBT modificado . . . . .	43
<b>6. Conclusiones</b>	<b>55</b>
<b>A. Unidad de Conteo de Coincidencias</b>	<b>57</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>61</b>

6 de diciembre de 2013



# Índice de figuras

1.1.	Patrón de interferencia de una doble rendija, en la que se aprecia la formación progresiva con la llegada de fotones. La fuente es un láser atenuado, [3] . . . . .	5
1.2.	Generación progresiva del patrón de interferencia de fotones individuales cruzando un biprisma de Fresnel. La imagen (a) es de 272 fotoconteos, (b) 2240 fotoconteos y (c) de 19773 fotoconteos, correspondiente a una duración de la exposición de 20 s, 200 s y 2000 s respectivamente. La gráfica (d) muestra las franjas de interferencia resultante obtenidas por columnas de intervalos de imagen CCD [14]	6
2.1.	Descripción gráfica de frentes de onda monocromáticos compuestos por fotones, donde cada fotón se representa por una flecha . En este caso, existen un tiempo de coherencia y longitud de coherencia fijos y diferentes de cero. . . . .	11
2.2.	Descripción gráfica de frentes de onda monocromáticos compuestos por fotones, donde cada fotón se representa por una flecha. En este caso, el tiempo y las longitudes de coherencia se han acertado, en comparación con el caso del esquema anterior. . . . .	12
3.1.	Dispositivo para el conteo de fotones de una fuente de luz láser. Primero la luz es esparcida y atenuada por un objetivo de microscopio, dos polarizadores y dos pequeños agujeros (pinhole) que alinean la luz hacia un tubo fotomultiplicador (PMT). Las fotoseñales del tubo fotomultiplicador son registradas en un osciloscopio o en un contador de fotones. . . . .	16
3.2.	Controlando la intensidad de la luz con el polarizador y los intervalos de tiempo de conteo (1ms). El experimento se hace 1000 veces y se obtiene un histograma del número de veces que sale cada número de fotones. En el caso especial en que el promedio $\bar{n} = 2,13$ . . . . .	17
3.3.	La distribución de Poisson tiende a una distribución gaussiana para valores grandes de $\bar{n}$ . . . . .	18
3.4.	Comparación entre las estadísticas Poissonniana ( $\sigma = 1,0$ ) , Sub-poissonniana ( $\sigma = 0,2$ ) y Super-poissonniana ( $\sigma = 2,0$ ). . . . .	21

3.5.	Comparación de la estadística de fotones, para una fuente térmica y una distribución Poissonniana, con el mismo valor de $\bar{n} = 10$ . . . . .	24
3.6.	(a) Un haz de luz contiene un arroyo de fotones con un espacio de tiempo $\Delta t$ fijo entre ellos. (b) Estadística de conteo de fotones para tal haz, donde la barra indica que $\bar{n} = N$ , es decir el mismo número entero para cada medición. . . . .	25
4.1.	(a) Descripción gráfica del interferómetro estelar de Michelson. (b) Interfermetro de intensidad estelar de Hanbury-Brown y Twiss . . . . .	28
4.2.	Representación esquemática del Hanbury Brown-Twiss (HBT), experimento de correlación de intensidad. . . . .	29
4.3.	Simulación de la intensidad de la luz dependiendo del tiempo, de una fuente caótica con un tiempo $\tau_c$ . . . . .	30
4.4.	Función de correlación $g^{(2)}$ para distintas fuentes de luz. . . . .	32
4.5.	Descripción gráfica de frentes de onda compuestos por fotones. En este caso, existen un tiempo de coherencia y longitud de coherencia fijos y diferentes de cero. . . . .	33
4.6.	Típico resultado del experimento de Hanbury Brown-Twiss con fotones, del número de eventos que son registrados en cada valor de tiempo $\tau$ [13]. En este caso, el histograma muestra los resultados que se obtendrían de una corriente de fotones amontonados . . . . .	34
4.7.	Comparación del haz de fotones para luz antiamontonada (subpoissoniana), luz coherente (poissoniana) y luz amontonada (superpoissoniana) . . . . .	36
4.8.	Relación entre las fluctuaciones de intensidad clásica (alrededor de la intensidad promedio $I_{prom}$ ) y el amontonamiento en una fuente caótica . . . . .	37
4.9.	Versión moderna del experimento de la existencia del fotón . . . . .	39
5.1.	Vista superior del modelo, no a escala del dispositivo experimental con un láser rojo y uno violeta. Considerando el camino óptico que sigue cada uno. . . . .	44
5.2.	Dispositivo con láser violeta en funcionamiento . . . . .	45
5.3.	Tablero 1 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de $g^{(2)}$ en el experimento de SPDC en un HBT con dos detectores. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la $g^{(2)}$ en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estándar. . . . .	46
5.4.	Tablero 2 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de $g^{(2)}$ en el experimento de SPDC en un HBT con dos detectores. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la $g^{(2)}$ en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estándar. . . . .	47
5.5.	Dispositivo con láser rojo en funcionamiento . . . . .	48

5.6. Tablero 1 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de  $g^{(2)}$  en el experimento de SPDC en un HBT con tres detectores. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la  $g^{(2)}$  en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estandar. . . . . 49

5.7. Tablero 2 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de  $g^{(2)}$  en el experimento de SPDC en un HBT con tres detectores. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la  $g^{(2)}$  en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estandar. . . . . 50

5.8. Tablero 1 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de  $g^{(2)}$  con dos detectores en el experimento con laser rojo en un HBT modificado. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la  $g^{(2)}$  en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estandar. . . . . 51

5.9. Tablero 2 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de  $g^{(2)}$  con dos detectores en el experimento con laser rojo en un de HBT modificado. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la  $g^{(2)}$  en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estandar. . . . . 52

5.10. Tablero 1 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de  $g^{(2)}$  con tres detectores en el experimento con laser rojo en un HBT modificado. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la  $g^{(2)}$  en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estandar. . . . . 53

5.11. Tablero 2 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de  $g^{(2)}$  con tres detectores en el experimento con laser rojo en un HBT modificado. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la  $g^{(2)}$  en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estandar. . . . . 54

A.1. La Unidad de Conteo de Coincidencias . . . . . 57

A.2. El interior de la caja adaptadora . . . . . 58

A.3. Los interruptores determinan la coincidencia que es contada. En este caso el interruptor 4 contará las coincidencias de AB y el contador 5 las coincidencias de A'B. . . . . 58

A.4. El número de conteos de coincidencias vs el número de conteo de fotones individuales. El viejo (cuadros) y el nuevo (diamantes) CCU no se satura para un gran número de coincidencias . . . . . 60



# Índice de cuadros

4.1. Propiedades de la función de correlación de segundo orden para la luz clásica . . .	31
4.2. Clasificación de la luz de acuerdo al intervalo de tiempo entre fotones . . . . .	35
4.3. Comparación de resultados de la función de correlación de segundo y tercer orden.	40
5.1. Resultados experimentales . . . . .	53
A.1. La tabla de verdad muestra como los interruptores elegidos permiten tener que coincidencias serán contadas. Lo mismo es cierto para los interruptores $SW4-SW7$ .	59



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Historia

La historia de la concepción de la luz ha cambiado a lo largo del tiempo. De las muchas teorías que han tratado de describirla, dos han sido muy populares: la teoría ondulatoria y la teoría corpuscular. La primera opacó a la segunda debido a que es más intuitiva. Sólo hasta la llegada de la mecánica cuántica a principio del siglo XX la teoría corpuscular volvió a tomar impulso. La luz en forma de paquetes de energía fue la solución a la discrepancia entre el espectro experimental de la radiación térmica y las predicciones de la teoría clásica de la radiación del cuerpo negro e ingrediente principal del efecto fotoeléctrico. Desde el marco teórico de la mecánica cuántica, todas las partículas (incluyendo las que componen la luz) pueden ser concebidas desde la dualidad onda-partícula. En esta tesis consideraremos que la luz está compuesta por ondas o partículas según el tipo de fuente de luz que consideremos. Así, una manera de clasificar a las fuentes de luz es a través de los intervalos de tiempo entre paquetes de energía (también llamados fotones). Podemos hablar de las diferentes estadísticas de la luz.

La historia de la estadística de la luz es relativamente reciente. En 1956, Hanbury-Brown y Twiss [1] construyeron el primer correlacionador de fotones. Dicho correlacionador basado en un divisor de haz y un detector por cada puerto de salida del divisor, puede medir la correlación temporal entre los fotones de una fuente de luz.

En el presente sabemos que las fuentes son clasificadas alrededor de la luz con estadística poissoniana. Un ejemplo de este tipo de luz, es la obtenida de fuentes coherentes como la generada por un láser. La característica principal de este tipo de fuente, es que los intervalos entre fotones son aleatorios: no evidencian correlación alguna. Una fuente que posee correlación entre los tiempos de llegada de los fotones a un detector es denominada superpoissoniana. En contraparte, existen fuentes que después de un tiempo promedio a la llegada de un fotón, no se detecta otro, por lo que se dice que exhiben anticorrelación, a estas las llamaremos subpoissonianas.

## 1.2. Motivación

La motivación de este trabajo de tesis consiste por una parte en explicar con algunos experimentos sencillos la técnica para medir la estadística de fotones para dos tipos de fuentes de luz: fotones de una fuente cuántica y de una fuente coherente. Por otra parte, queremos evidenciar la diferencia en la utilización de fotones de estas fuentes en experimentos de óptica cuántica. Dicha diferencia, aunque concluyente, puede ser sutil en ciertas condiciones y dar origen a la creencia de que una fuente coherente atenuada puede ser utilizada como una fuente cuántica indiscriminadamente. Algunos ejemplos de este mal entendido puede constatarse en [2], [3], [4], [5]. Discutimos entonces, la posibilidad de utilizar una fuente poissoniana bajo ciertas condiciones en experimentos de óptica cuántica. Para tal objetivo montamos el experimento “prueba de la existencia del fotón”. Este experimento se realizó por primera vez en 1986 [7], y es una de las piedras angulares de la experimentación en óptica cuántica. Desde entonces se han realizado varias versiones de este experimento perfilado tanto a la investigación como a la enseñanza, ver por ejemplo [8], [9], [10], [11].

El marco matemático para comprender este experimento es la función de correlación estadística. En particular utilizamos una versión de la función de correlación que denominamos función de correlación cuántica de segundo orden [12], [13]. Ya que la metodología de detección y correlación ocupan la mayor atención del análisis de la estadística de fotones, hemos puesto como título a este trabajo, “Funcion de correlación de una fuente coherente con dos y tres detectores”, como veremos, el orden de la correlación resulta muy importante en la determinación de las propiedades cuánticas de la luz.

Para mostrar de manera gráfica parte de la motivación de este trabajo, insertamos las siguientes figuras (1.1, 1.2), obtenidas de [3] y [14]. Ambas figuras corresponden a la interferencia de la luz atenuada hasta el límite de observar paquetes de energía o fotones. Estos se hacen pasar por una doble rendija [3] y un biprisma de Fresnel (equivalente a una doble rendija) [14]. En ambos resultados, el patrón de interferencia se construye poco a poco, según los paquetes de energía llegan a una cámara CCD intensificada, con suficiente sensibilidad para detectar un sólo fotón. La diferencia entre ambos experimentos es que, en el primero [3], los fotones provienen de un láser, mientras que en el segundo, provienen de una fuente de fotones individuales (centros de color en nanopartículas de diamante).

Aunque sutil, la diferencia entre ambos experimentos, es que los fotones de la fuente láser llegan de manera aleatoria a la doble rendija, mientras que los fotones de la fuente cuántica llegan a la doble rendija de uno en uno, por lo que esta última evidencia la interferencia de cada fotón consigo mismo.

Esta diferencia es muy importante y de ello dependen tecnologías con grandes expectativas en el desarrollo de la comunicación como lo son: el cómputo cuántico y el encriptamiento cuántico.

En el experimento con el láser atenuado, evidentemente podemos contar fotones que han hecho interferencia, pero como sabemos, estos estados no son estados cuánticos de la luz. Más bien son una combinación lineal de estados cuánticos (ver capítulo 3), por lo que no podemos

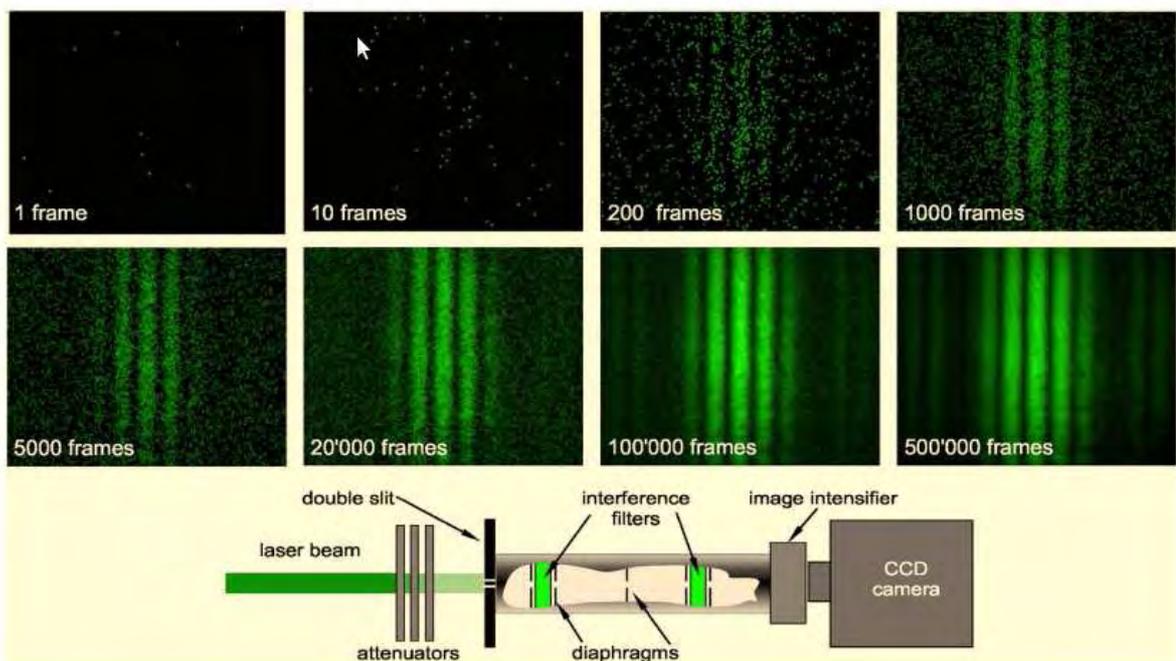


Figura 1.1: Patrón de interferencia de una doble rendija, en la que se aprecia la formación progresiva con la llegada de fotones. La fuente es un láser atenuado, [3]

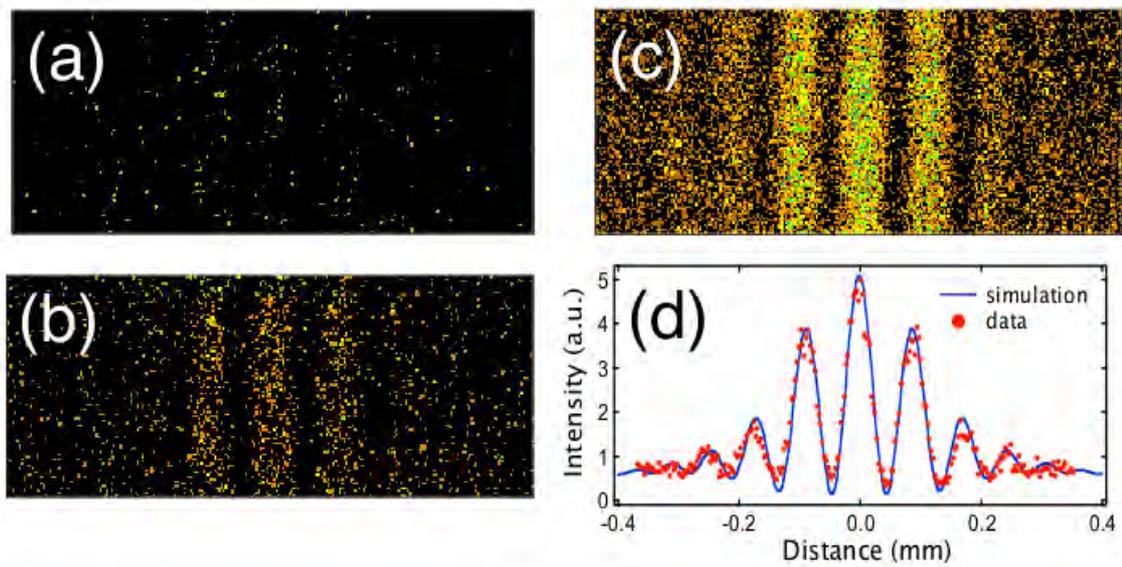


Figura 1.2: Generación progresiva del patrón de interferencia de fotones individuales cruzando un biprisma de Fresnel. La imagen (a) es de 272 fotoconteos, (b) 2240 fotoconteos y (c) de 19773 fotoconteos, correspondiente a una duración de la exposición de 20 s, 200 s y 2000 s respectivamente. La gráfica (d) muestra las franjas de interferencia resultante obtenidas por columnas de intervalos de imagen CCD [14]

decir que tenemos interferencia cuántica. Como mostraremos en este trabajo, la función de correlación cuántica de segundo orden, es muy diferente para una fuente láser y una fuente cuántica; por lo que los experimentos de las referencias [2], [3], [4], [5], son ciertamente confusos.

Mostraremos que una fuente poissoniana puede llevarse a cierto nivel cuántico construyendo la detección de sus fotones.

### 1.3. Objetivo de la tesis

Mostrar que para la medición de estadísticas de fotones de una fuente semiclásica (fuente láser), la función de correlación de un orden mayor a dos, nos muestra las características cuánticas de la luz.



# Capítulo 2

## Herramientas para la manipulación de estados de fotones

Dedicamos este capítulo para establecer el conjunto de herramientas que utilizaremos como base de conocimientos para explicar de manera sencilla el procedimiento y resultados de este trabajo. Los temas de este capítulo son: Coherencia, nomenclatura de Dirac y cuantización del campo electromagnético. Aunque ninguno de los tres temas será tratado exhaustivamente, tomaremos de cada uno lo que realmente utilizaremos.

### 2.1. Coherencia en ondas y partículas

Antes de comenzar la exposición de estos tres temas, daremos una versión simplificada del campo electromagnético que nos permite hablar de manera simultánea de ondas y partículas, de manera que podamos evitar dar una exposición clásica del campo electromagnético, y sin embargo, nos permita abordar de entrada la descripción corpuscular de la luz incluyendo sus propiedades ondulatorias como longitud de onda, polarización, amplitud, etc.

#### 2.1.1. Ondas de fotones

Como en todas las ramas de la física donde existe un ámbito donde es muy importante la descripción cuántica y otro ámbito donde no lo es, en esta subsección daremos una versión simplificada para contener ambas descripciones simultáneamente de manera que el paso por la cuantización del campo electromagnético sea posible describir con las manos.

**El campo electromagnético está compuesto por fotones.**

Si nuestra concepción de un campo electromagnético de manera clásica consiste de una descripción ondulatoria, entonces en nuestra onda deben contenerse los fotones. Sea una onda electromagnética unidimensional:

$$E(z, t) = E_0 q(t) \text{sen}(kz - \omega t). \quad (2.1)$$

El frente de onda está compuesto por  $n$  fotones, tales que

$$|E_0|^2 = n\mathcal{E}_0 \quad (2.2)$$

donde  $\mathcal{E}_0$  es la energía de un fotón. Los  $n$  fotones forman un grupo que se puede localizar en el espacio y en el tiempo, entonces podemos denominar a ese tiempo  $\Delta t = t_c$  y a ese espacio  $\Delta x \Delta y \Delta z = v_c$  como el tiempo de coherencia y el volumen de coherencia respectivamente. El tiempo de coherencia puede interpretarse como el tiempo promedio en el cual es posible localizar a los  $n$  fotones. El volumen de coherencia representa el espacio promedio en el cual es posible encontrar al grupo de  $n$  fotones[15]. Podemos factorizar este volumen de coherencia en una coherencia transversal y otra longitudinal  $v_c = \sigma_c z_c$ . Donde la coherencia longitudinal y la coherencia temporal están relacionadas por

$$z_c = ct_c. \quad (2.3)$$

La longitud y el tiempo de coherencia serán conceptos fundamentales en el momento de establecer la estadística de los fotones como veremos en el siguiente capítulo.

Si la onda de fotones está polarizada, entonces todos sus fotones tienen esa polarización. Llamamos polarización a la dirección de oscilación transversal del campo electromagnético. Cualquiera que sea la polarización del campo, (lineal, circular, o elíptica) viene heredada de la polarización promedio del grupo de  $n$  fotones.

Si el frente de onda es dirigido a un divisor de haz 50 : 50, entonces  $n/2$  fotones se transmitirán y  $n/2$  fotones se reflejarán en promedio.

Si el frente de onda es dirigido a una superficie especular, la trayectoria del haz será el promedio de las trayectorias de cada fotón reflejado. Lo correspondiente sucederá con la refracción.

Al igual que en la termodinámica podemos hablar de cantidades intensivas y cantidades extensivas: habrá algunas cantidades como la energía que se sumarán de manera extensiva, mientras que otras se sumarán de manera intensiva como la polarización.

**2.2. Notación de Dirac**

En esta sección mostramos la herramienta algebraica para la manipulación de los estados de la luz. Sólo describiremos las reglas operacionales de los estados de fotones en los espacios vec-

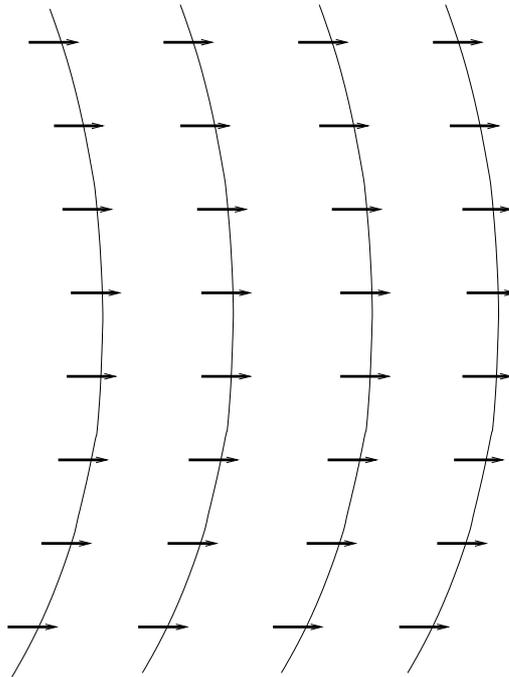


Figura 2.1: Descripción gráfica de frentes de onda monocromáticos compuestos por fotones, donde cada fotón se representa por una flecha. En este caso, existen un tiempo de coherencia y longitud de coherencia fijos y diferentes de cero.

toriales correspondientes. Si el lector está interesado en un tratamiento más amplio y riguroso, ponemos a disposición dos referencias, [16] y [17].

Designamos con  $|n\rangle$  un estado de luz con  $n$  fotones. Intuitivamente este estado correspondería a un frente de onda con  $n$  fotones. En el siguiente capítulo aprenderemos a contar fotones de los frentes de onda. Los estados  $|n\rangle$  forman una base, perteneciente a un espacio de Hilbert de fotones  $\mathcal{H}$ . En este espacio, los estados se comportan como vectores en un espacio vectorial, con la diferencia de que las componentes de un vector arbitrario en dicho espacio tiene componentes o amplitudes complejas. Un estado de luz arbitrario puede escribirse como una combinación lineal de estados de fotones  $|n\rangle$  como:

$$|L\rangle = \sum c_n |n\rangle. \quad (2.4)$$

Al igual que un espacio vectorial, donde un vector queda definido si se conocen sus proyecciones en cada uno de sus ejes, normalmente ortogonales, las componentes o proyecciones  $c_n$  indican la componente del estado  $|L\rangle$  en el estado  $|n\rangle$  de la base. De esta manera el espacio  $\mathcal{H}$  forma una especie de *sistema complejo de coordenadas* donde cada *eje* es un estado con un número definido de fotones. Si la base es ortogonal, entonces:

$$\langle n|m\rangle = \delta_{n,m} \quad (2.5)$$

donde  $|m\rangle$  es un estado de fotones y  $\langle n|$  es el estado conjugado de  $|n\rangle$ . Al primero lo

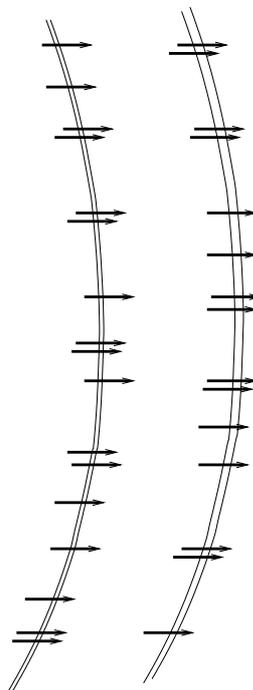


Figura 2.2: Descripción gráfica de frentes de onda monocromáticos compuestos por fotones, donde cada fotón se representa por una flecha. En este caso, el tiempo y las longitudes de coherencia se han acortado, en comparación con el caso del esquema anterior.

denominaremos *ket* y al segundo *bra*. Definimos la equivalencia:  $\langle n| = (|n \rangle)^\dagger$ . Donde el símbolo  $\dagger$  significa *transpuesto conjugado*.

La igualdad (2.5) cumple con la regla del producto interno. De manera similar podemos establecer el equivalente vectorial del producto externo  $|n \rangle \langle n|$  y definir la regla de completéz del espacio  $\mathcal{H}$  :

$$\sum_n |n \rangle \langle n| = \hat{I}. \quad (2.6)$$

El producto externo de dos estados de luz expresados completamente en los estados de fotones individuales equivale a la matriz diagonal unitaria.

Se sigue de (2.4) que cualquier característica de una fuente de luz puede obtenerse del conjunto de coeficientes  $c_n$ , los cuales deben cumplir con

$$\sum_n |c_n|^2 = \sum_n c_n^* c_n = 1 \quad (2.7)$$

que implica la conservación de la probabilidad de que el estado tenga  $|n \rangle$  fotones.

La propiedad que describe la autocorrelación de la luz es llamada coherencia. Se distinguen dos tipos de coherencia:

- Coherencia espacial.
- Coherencia temporal.

En este trabajo, coincidiremos principalmente en el estudio de la coherencia temporal. De esta manera el estudio estadístico de los fotones pueden entenderse como la autocorrelación de una **serie de tiempo de fotones**. La coherencia temporal de un rayo de luz es cuantificada por el tiempo de coherencia  $\tau_c$ . Una cantidad análoga llamada longitud de coherencia puede ser obtenida de:

$$L_c = c\tau_c. \quad (2.8)$$

El tiempo de coherencia da el tiempo de duración sobre el cual la fase del tren de ondas permanece estable, figuras (2.1 y 2.2). Si conocemos la fase de la onda en alguna posición  $z$  en el tiempo  $t_1$  entonces la fase en la misma posición pero en diferente tiempo  $t_2$  será conocida con un alto grado de certeza cuando  $|t_2 - t_1| \ll \tau_c$  y con muy bajo grado cuando  $|t_2 - t_1| \gg \tau_c$ . De igual manera a este estado, decimos que si en algún tiempo  $t$  sabemos la fase de la onda en  $z_1$ , entonces la fase en el mismo tiempo en la posición  $z_2$  se conocerá con un alto grado de certeza cuando  $|z_2 - z_1| \ll L_c$  y con muy bajo grado de certeza cuando  $|z_2 - z_1| \gg L_c$ .

Considerando la luz filtrada de una simple línea espectral de una lámpara de descarga, suponemos que ésta, se encuentra a alta presión. Así que el ancho espectral  $\Delta\omega$  es determinado por el tiempo promedio  $\tau_{colisión}$  entre las colisiones atómicas. Modelamos la luz como generada por un conjunto de átomos aleatoriamente excitados por la descarga eléctrica y entonces emiten

un tren de radiación con una fase constante hasta una interrupción fortuita por una colisión. El tiempo de coherencia será limitado por  $\tau_{colisión}$ . Además,  $\tau_{colisión}$  también determina el ancho de la línea espectral, así:

$$\tau_c \approx \frac{1}{\Delta\omega} \quad (2.9)$$

La coherencia temporal de la luz puede ser cuantificada más exactamente por la función de correlación de primer orden  $g^{(1)}(\tau)$  [13] definida por:

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle \varepsilon^*(t)\varepsilon(t+\tau) \rangle}{\langle |\varepsilon(t)|^2 \rangle} \quad (2.10)$$

El símbolo  $\langle \dots \rangle$  indica que tomamos el promedio del producto del campo eléctrico conjugado por el campo eléctrico en un tiempo  $\tau$  después, sobre un largo intervalo de tiempo  $T$ :

$$\langle \varepsilon^*(t)\varepsilon(t+\tau) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \varepsilon^*(t)\varepsilon(t+\tau) dt. \quad (2.11)$$

La función de correlación de primer orden es llamada así porque está basada en las propiedades de la primera potencia del campo eléctrico. También es llamada coherencia de primer orden. El efecto Doppler también es un factor que cambia el ancho espectral.

En este capítulo hemos hecho un breve repaso de conceptos básicos sobre la coherencia de la luz y la notación de Dirac, como algunas de las herramientas que utilizaremos en los siguientes capítulos.

# Capítulo 3

## Estadística de Fotones

Dedicamos esta sección a la exposición intuitiva del significado de la estadística de fotones. Obtendremos las cantidades operacionales que dan cuenta de la magnitud de la correlación en una serie de tiempo de fotones y cómo éstas están relacionadas con los límites estadísticos más importantes.

### 3.1. Estadística de Conteo de Fotones

En la sección anterior mencionamos que la igualdad (2.4) implica la descomposición de un estado arbitrario de luz  $|L\rangle$  en estados de número de fotones. En el caso trivial en que el estado arbitrario corresponde a un estado con un número definido de fotones  $n$ , entonces

$$|L\rangle = \sum c_n |n\rangle \quad (3.1)$$

tiene como consecuencia que  $c_n = 1$  y cualquier otra componente será cero. Esto quiere decir que siempre que se mide el número de fotones (o energía) que tiene el estado  $|L\rangle$  siempre medirá  $n$ . Podría ser que el estado  $|L\rangle$  fuera una superposición de un subconjunto de estados  $|n_i\rangle$  de la base del número, por lo cual en la medición del número de fotones del estado  $|L\rangle$  obtendremos  $n_i$  fotones con la probabilidad  $|c_i|^2$ . Así, la razón por la cual en un experimento de medición del número de fotones de una fuente de luz, la medición oscila alrededor de un promedio, quiere decir que el estado no está preparado en un estado particular de la base de número sino en una superposición de ellos. Para averiguar cuál es la estadística de fotones de una fuente, basta con tener la distribución de probabilidades  $|c_i|^2$ . Para obtener esta distribución experimentalmente montamos un dispositivo como el mostrado en la Fig. 3.1. En éste, una fuente de luz láser es atenuada al esparcirse con un objetivo de microscopio y dos polarizadores (uno en caso de que la fuente esté polarizada). Una pequeña línea de fotones es alineada hacia un tubo fotomultiplicador con dos pequeños agujeros (pinholes), de  $50\mu m$ . Los fotones son registrados en el PMT originando pulsos eléctricos que llamaremos fotoseñales. Las fotoseñales son enviadas hacia un osciloscopio para el estudio de su intensidad y características, posteriormente se cuentan en un contador de fotones para obtener un histograma y la distribución de

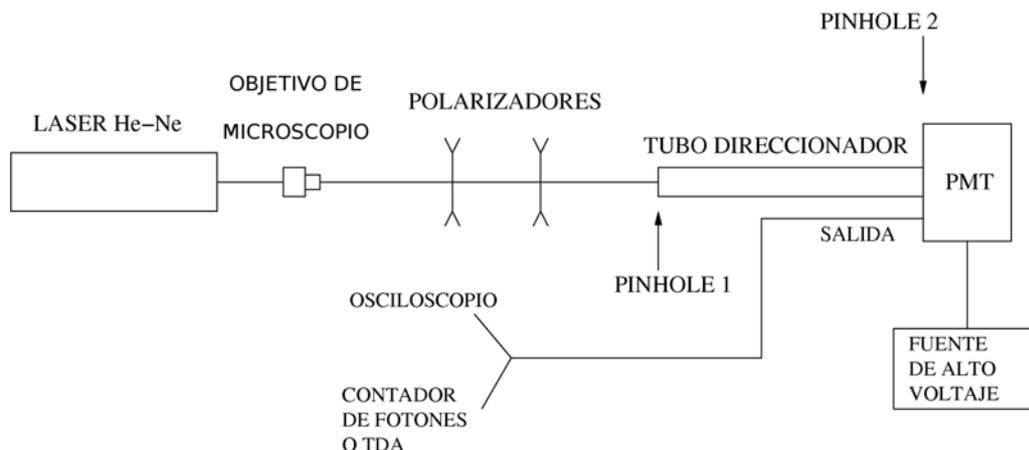


Figura 3.1: Dispositivo para el conteo de fotones de una fuente de luz láser. Primero la luz es esparcida y atenuada por un objetivo de microscopio, dos polarizadores y dos pequeños agujeros (pinhole) que alinean la luz hacia un tubo fotomultiplicador (PMT). Las fotoseñales del tubo fotomultiplicador son registradas en un osciloscopio o en un contador de fotones.

probabilidades  $|c_n|^2$ . En las Figs. (3.2-3) mostramos las distribuciones de fotones medidas en el dispositivo de conteo. Utilizamos una fuente láser porque su estadística representa la referencia con las estadísticas de otras fuentes de fotones como veremos más adelante. En la Fig. (3.2), obtenemos un promedio de fotones de  $\bar{n} = 2,13$ . Un ajuste de la curva nos dice que la curva que mejor sigue esta tendencia es la distribución de Poisson. En la Fig. (3.3) hemos aumentado la intensidad de la luz que atraviesa los dos pequeños orificios hacia el tubo fotomultiplicador, cambiando un poco el ángulo de uno de los polarizadores (puede hacerse también aumentando el tiempo de conteo). El conteo, como en el caso anterior se realiza en  $1ms$ . El número promedio de fotones ha aumentado a  $\bar{n} \approx 9$ . De la teoría estadística de la distribución de poisson, se sabe que ésta tiende a la distribución gaussiana para valores grandes de  $\bar{n}$ , como puede verse experimentalmente.

Resulta muy interesante observar que en este ejercicio experimental de conteo de fotones, es evidente que la anchura experimental en la distribución poissoniana es proporcional al promedio de fotones. Si dividimos la variancia de la distribución ( $\sigma^2$ ) entre el promedio de fotones encontramos que:  $\frac{\sigma_{2,13}^2}{2,13} = 1,01$  y  $\frac{\sigma_{9,5}^2}{9,5} = 0,98$ . Teóricamente (siguiente sección), para una distribución de poisson se tiene que:

$$\frac{\sigma_{\bar{n}}^2}{\bar{n}} = 1. \quad (3.2)$$

La distribución de poisson se obtiene de sistemas que no guardan correlación entre sus eventos. En consecuencia la distribución de fotones de una fuente láser sigue una estadística sin correlaciones, es decir, aleatoria. Ya que la expresión (3.2) es independiente del promedio  $\bar{n}$ , ésta resulta un invariante ante la energía del láser. De hecho, puede mostrarse también que esta propiedad es independiente del intervalo de tiempo de conteo. A continuación explicamos la distribución poissoniana en términos de series de tiempo de fotones.

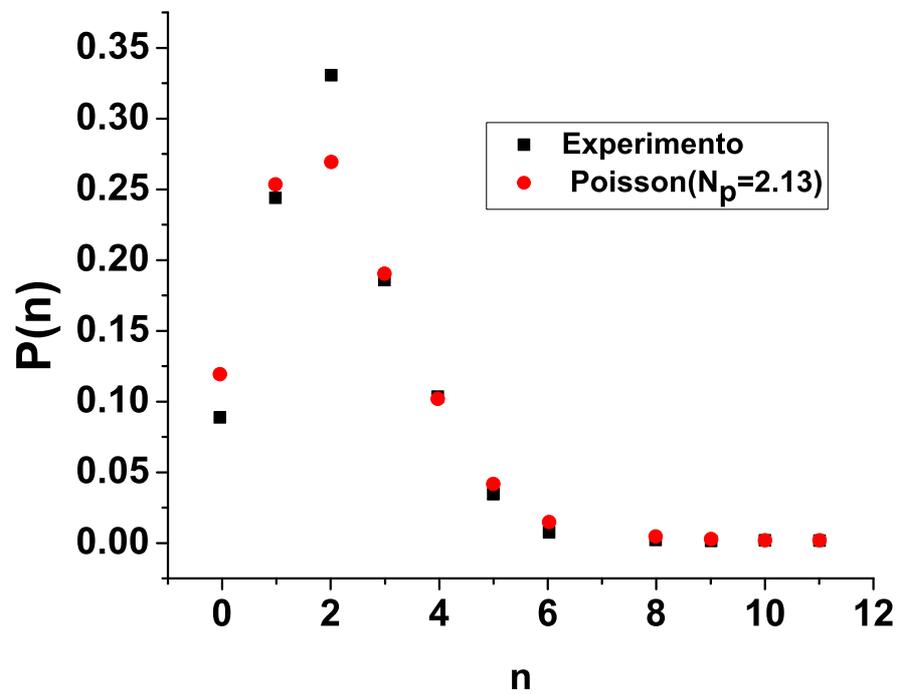


Figura 3.2: Controlando la intensidad de la luz con el polarizador y los intervalos de tiempo de conteo ( $1ms$ ). El experimento se hace 1000 veces y se obtiene un histograma del número de veces que sale cada número de fotones. En el caso especial en que el promedio  $\bar{n} = 2,13$ .

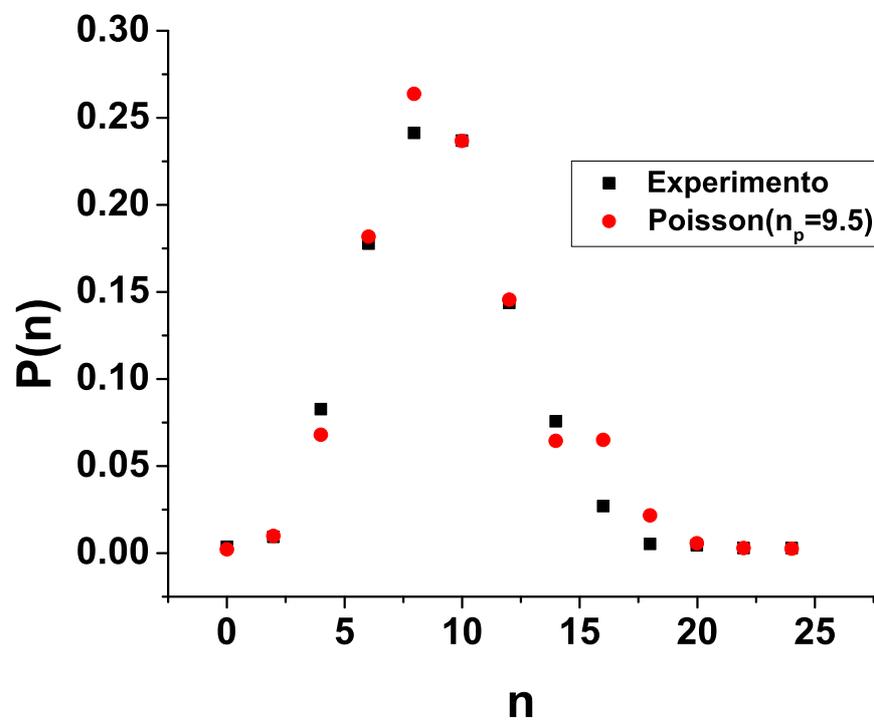


Figura 3.3: La distribución de Poisson tiende a una distribución gaussiana para valores grandes de  $\bar{n}$ .

### 3.2. Estadística Poissoniana de fotones.

Considerando un haz de luz perfectamente coherente con frecuencia angular  $\omega$ , fase  $\varphi$  y amplitud  $E_0$  :

$$E(x, t) = E_0 \sin(kx - \omega t + \varphi), \quad (3.3)$$

donde  $E(x, t)$  es el campo eléctrico de la onda de luz con  $k = \frac{\omega}{c}$  en el espacio [13]. El haz emitido por un láser ideal, es razonablemente una buena aproximación al campo (3.3). La intensidad del rayo  $I$ , es proporcional al cuadrado de la amplitud, y es constante si  $E_0$  y  $\varphi$  son independientes del tiempo. Por lo tanto, la intensidad no tendrá fluctuaciones, y el flujo promedio de fotones será constante en el tiempo.

Puede ser, sin embargo, que un rayo de luz con un flujo de fotones promedio invariante en el tiempo pueda consistir de una corriente de fotones con intervalos de tiempo regular entre ellos.

Consideramos un haz de luz caracterizado por su energía, o su flujo  $\Phi$ . Este flujo representa el número de fotones que por unidad de tiempo cruzan una sección transversal de área  $A$ , como el área del pinhole utilizado en el experimento. El número de fotones en el flujo  $\Phi$  por unidad de tiempo equivale al número de fotones dentro de un cilindro de base  $A$  y longitud  $L = ct$ , en el caso de nuestro experimento  $t = 1ms$ . El número promedio de fotones en un segmento de rayo de longitud  $L$  (como una serie de tiempo) esta dado por:

$$\bar{n} = \frac{\Phi L}{c}. \quad (3.4)$$

Suponemos que  $A$  es muy pequeña con un haz de luz bastante enrarecido y que  $L$  es lo suficientemente largo tal que  $\bar{n}$  toma un valor entero bien definido. Ahora subdividimos el segmento del rayo en  $N$  subsegmentos de longitud  $\frac{L}{N}$ .  $N$  es considerado lo suficientemente grande tal que hay una muy pequeña probabilidad  $p = \frac{\bar{n}}{N}$  de encontrar un fotón con cualquier subsegmento particular y una insignificante probabilidad de encontrar dos o más fotones. La probabilidad  $P(n)$  [13] de encontrar  $n$  subsegmentos conteniendo un fotón,  $(N - n)$  no conteniendo fotones en cualquier orden y  $p = \frac{\bar{n}}{N}$ , esta dada por la distribución binomial:

$$P(n) = \frac{1}{n!} \left( \frac{N!}{(N - n)! N^n} \right) \bar{n}^n \left( 1 - \frac{\bar{n}}{N} \right)^{N - n}. \quad (3.5)$$

Considerando la fórmula de Stirling:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \ln N! = N \ln N - N, \quad (3.6)$$

podemos ver que

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \left[ \ln \left( \frac{N!}{(N - n)! N^n} \right) \right] = 0. \quad (3.7)$$

Por lo tanto

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \left[ \frac{N!}{(N-n)!N^n} \right] = 1, \quad (3.8)$$

y que

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \left( 1 - \frac{\bar{n}}{N} \right)^{N-n} = \exp(-\bar{n}). \quad (3.9)$$

Utilizando estos dos límites en (3.5) , encontramos

$$\lim_{N \rightarrow \infty} [P(n)] = \frac{1}{n!} \cdot 1 \cdot \bar{n}^n \cdot \exp(-\bar{n}). \quad (3.10)$$

De este modo concluimos que la estadística de fotones para una onda de luz coherente con intensidad constante esta dada por:

$$P(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}, m = 0, 1, 2, \dots \quad (3.11)$$

Esta ecuación describe una Distribución de Poisson. La estadística Poissoniana se aplica generalmente a los procesos aleatorios que sólo puede devolver valores enteros. La aleatoriedad se origina en cortar el haz continuo en paquetes discretos de energía con la misma probabilidad de encontrar el paquete dentro de cualquier subintervalo de tiempo. Las distribuciones de Poisson se caracterizan por su valor medio  $\bar{n}$ . Las fluctuaciones de una distribución estadística cerca de su valor medio suelen ser cuantificadas en términos de la varianza. La varianza es igual al cuadrado de la desviación estandar  $\Delta n$  y es definida por:

$$Var(n) \equiv (\Delta n)^2 = \sum_{n=0}^{\infty} (n - \bar{n})^2 P(n). \quad (3.12)$$

Para Poisson la varianza es igual al valor medio  $\bar{n}$ :

$$(\Delta n)^2 = \bar{n}. \quad (3.13)$$

Entonces la desviación estandar para las fluctuaciones de el número de fotones, arriba y abajo del valor medio, están dadas por

$$\Delta n = \sqrt{\bar{n}}. \quad (3.14)$$

De (3.13) podemos constatar que si dividimos la varianza entre el número promedio de fotones, el cociente siempre es igual a uno como vimos experimentalmente.

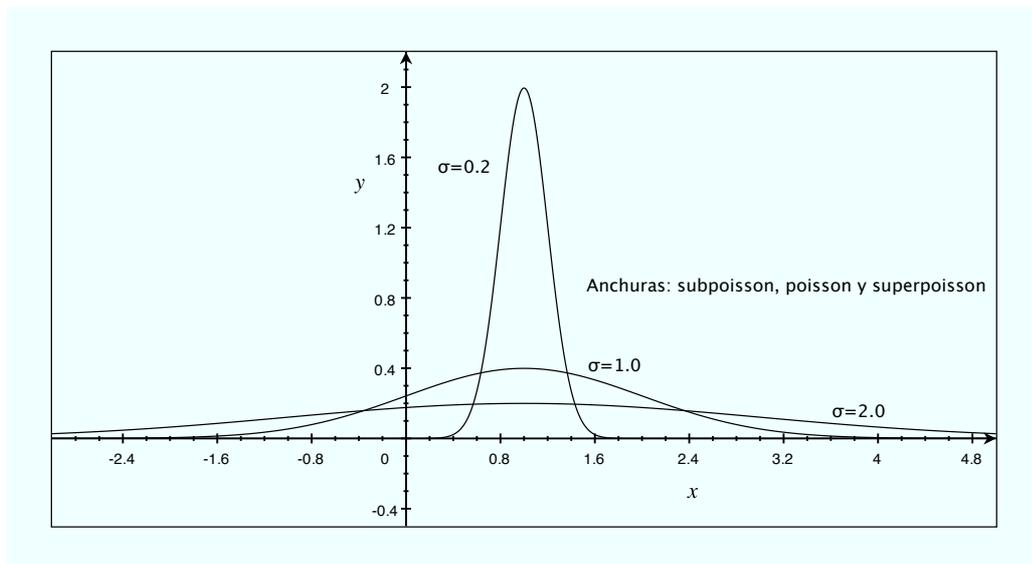


Figura 3.4: Comparación entre las estadísticas Poissonniana ( $\sigma = 1,0$ ), Sub-poissonniana ( $\sigma = 0,2$ ) y Super-poissonniana ( $\sigma = 2,0$ ).

### 3.3. Clasificación de la luz para la estadística de fotones

Como vimos en la sección anterior una serie de tiempo de fotones cuya sucesión es aleatoria (como la de un láser) mantiene una proporción. Desde una perspectiva clásica, un rayo perfectamente coherente de intensidad constante, es el tipo de luz mas estable que se pueda imaginar. Esto, por lo tanto, provee una base, para clasificar a otro tipo de luz de acuerdo a su desviación estandar de las distribuciones del número de fotones. Hay tres posibilidades:

- Estadística sub-Poissonniana:  $\Delta n < \sqrt{\bar{n}}$ .
- Estadística Poissonniana:  $\Delta n = \sqrt{\bar{n}}$ .
- Estadística super-Poissonniana:  $\Delta n > \sqrt{\bar{n}}$ .

Dado que podemos considerar una serie de tiempo de fotones como un flujo de ellos en una sección transversal muy pequeña, sólo nos interesa esa estadística, los tiempos promedio entre fotones. En una serie aleatoria de fotones, los tiempos entre fotones son aleatorios, por tanto el número de fotones en un intervalo de tiempo también es aleatorio alrededor de un promedio. Una serie de tiempo puede dejar de ser aleatoria por adquirir correlación o anticorrelación en los intervalos de tiempo (o en el número de fotones por unidad de tiempo). Decimos que una serie de fotones está correlacionada si existe una probabilidad condicionada de encontrar un segundo fotón un tiempo promedio después de que se ha detectado el primero. A este tiempo promedio se le denomina tiempo de correlación. De la misma manera decimos que una serie de tiempo de fotones está anticorrelacionada si existe la probabilidad condicionada a la detección

de un primer fotón, de que un segundo fotón no será detectado en un tiempo promedio. A este tiempo promedio lo denominamos tiempo de anticorrelación.

Comparamos la distribución del número de fotones de la luz super-Poissonniana y la sub-poissonniana, con una distribución poissonniana con el mismo valor medio de fotones en la Figura 3.4, observamos que la anchura es mayor o menor que la anchura de la distribución Poissonniana, respectivamente.

La luz sub-Poissonniana, en contraste, tiene distribuciones mas estrechas que en el caso Poissonniano, y es por lo tanto menos ruidosa que la luz perfectamente coherente. La luz sub-Poissonniana no tiene un equivalente clásico, y es el ejemplo de luz no-clásica que buscamos.

### 3.4. Luz Super-Poissonniana

La luz super-Poissonniana es definida por la relación:

$$\Delta n > \sqrt{\bar{n}}. \quad (3.15)$$

Si miramos la luz que un láser He-Ne emite fuera de la línea láser (la luz que sale en cualquier direccin hacia afuera de la cavidad) se verá como la suma de muchos colores. Esta proviene de las transiciones múltiples de los estados excitados. Muchos estados emiten de manera simltánea. Este es el origen del amontonamiento de fotones. En cambio en la dirección de la cavidad, sólo quedan seleccionados aquellos fotones de un color cuya longitud de onda guarda una relación con la longitud de la cavidad. Cada uno de estos fotones proviene de la transición del mismo estado de muchos átomos. Así, los fotones adquieren intervalos de tiempo aleatorios.

#### 3.4.1. Luz Térmica

La radiación electromagnética emitida por un cuerpo caliente es luz térmica o radiación de cuerpo negro. Las propiedades térmicas de la luz se entienden mediante la aplicación de las leyes de la mecánica estadística a la radiación dentro de una cavidad cerrada a una temperatura  $T$ . El patrón de radiación se compone de un espectro continuo de los modos de oscilación, con la densidad de energía dentro de la frecuencia angular  $\omega$  a  $\omega + d\omega$  dada por la ley de Planck:

$$\rho(\omega, T)d\omega = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2c^3} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/\kappa_B T) - 1} d\omega. \quad (3.16)$$

La derivación de la ec. 3.16 requiere que la energía de radiación este cuantizada. Considerando cada modo individual como un oscilador armónico de frecuencia angular  $\omega$ , y escribiendo la energía cuantizada como [13]:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega, \quad (3.17)$$

donde  $n$  es un entero  $\geq 0$ . Considerando un modo de radiación sencillo en la cavidad con frecuencia angular  $\omega$ . La probabilidad de que se tenga  $n$  fotones en el modo esta dado por la ley de Boltzmann:

$$\wp_{\omega}(n) = \frac{\exp(-E_n/k_B T)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp(-E_n/k_B T)} \quad (3.18)$$

Sustituyendo  $E_n$  de la ec 3.18 tenemos:

$$\wp_{\omega}(n) = \frac{\exp(-n\hbar\omega/k_B T)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp(-n\hbar\omega/k_B T)}, \quad (3.19)$$

la cual es de la forma

$$\wp_{\omega}(n) = \frac{x^n}{\sum_{n=0}^{\infty} x^n} \quad (3.20)$$

con

$$x = \exp(-\hbar\omega/k_B T). \quad (3.21)$$

El resultado general para la suma de una progresión geométrica es:

$$\sum_{i=1}^k r^{i-1} \equiv \sum_{j=0}^{k-1} r^j = \frac{1-r^k}{1-r}, \quad (3.22)$$

lo cual implica que

$$\sum_{n=0}^{\infty} x^n = \frac{1}{1-x} \quad (3.23)$$

con  $x < 1$ . Por lo que tenemos que

$$\begin{aligned} \wp_{\omega}(n) &= x^n(1-x) \\ &\equiv (1-\exp(-\hbar\omega/k_B T))\exp(-n\hbar\omega/k_B T). \end{aligned} \quad (3.24)$$

El promedio del número de fotones esta dado por:

$$\begin{aligned} \bar{n} &= \sum_{n=0}^{\infty} n\wp_{\omega}(n) \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} nx^n(1-x) \\ &= (1-x)x \frac{d}{dx} \left( \sum_{n=0}^{\infty} x^n \right) \\ &= (1-x)x \frac{d}{dx} \left( \frac{1}{1-x} \right) \\ &= (1-x)x \frac{1}{(1-x)^2} \\ &= \frac{x}{1-x}, \end{aligned} \quad (3.25)$$

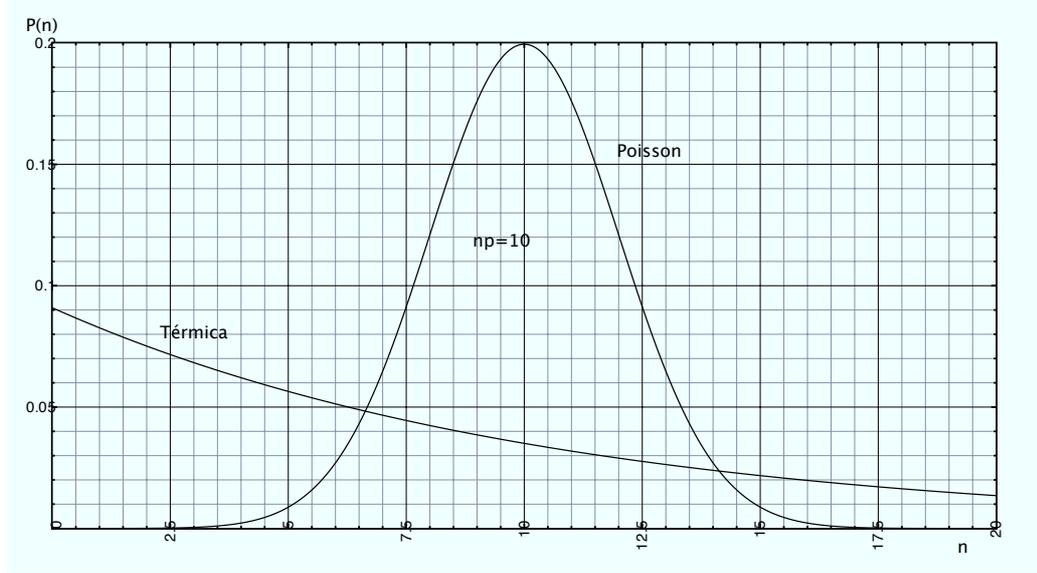


Figura 3.5: Comparación de la estadística de fotones, para una fuente térmica y una distribución Poissoniana, con el mismo valor de  $\bar{n} = 10$ .

la cual se sustituye en la ecuación 3.21, dando la formula de Planck:

$$\bar{n} = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}. \quad (3.26)$$

La ec 3.25 implica que  $x = \frac{\bar{n}}{\bar{n}+1}$  y por lo tanto reescribiendo la probabilidad dada por 3.24 en términos de  $\bar{n}$  como:

$$\varphi_\omega(n) = \frac{1}{\bar{n} + 1} \left( \frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1} \right)^n. \quad (3.27)$$

Esta distribución es llamada distribución de Bose-Einstein. De la ec. 3.24 podemos ver que  $\varphi_\omega(n)$  es siempre más grande para  $n = 0$ , y decrece exponencialmente cuando se incrementa  $n$ . La figura 3.5 compara las estadísticas de fotones de un solo modo de luz térmica en la distribución de Bose-Einstein con los de una distribución de Poisson con el mismo valor de  $\bar{n}$ . La varianza de la distribución de Bose-Einstein puede ser encontrada insertando  $\varphi_\omega(n)$  de la ec 3.27 dentro de la ec 3.12, dando:

$$(\Delta n)^2 = \bar{n} + \bar{n}^2. \quad (3.28)$$

Esto muestra que la varianza de la distribución de Bose-Einstein es siempre más grande que la distribución de Poisson (ecuación 3.13), y que la luz térmica por lo tanto cae dentro de la categoría de luz super-Poissoniana definida por la ecuación 3.15. Cabe destacar que la distribución de Bose-Einstein sólo se aplicó a un solo modo del campo de radiación.

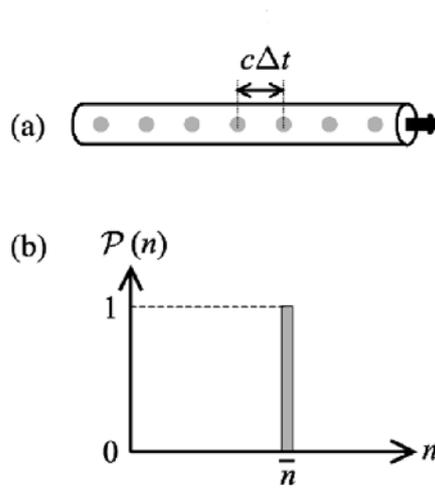


Figura 3.6: (a) Un haz de luz contiene un arroyo de fotones con un espacio de tiempo  $\Delta t$  fijo entre ellos. (b) Estadística de conteo de fotones para tal haz, donde la barra indica que  $\bar{n} = N$ , es decir el mismo número entero para cada medición.

### 3.5. Luz Sub-Poissoniana

La luz sub-Poissoniana es de alguna manera más estable que la luz perfectamente coherente. La observación de estadísticas sub-Poissonianas es una firma clara de la naturaleza cuántica de la luz. Vamos a considerar las propiedades de un haz de luz en la que los intervalos de tiempo entre los fotones son idénticos, como en el esquema ilustrado en la Figura 3.6. El fotoconteo obtenido para un haz en un tiempo  $T$ , con  $\eta$  como la eficiencia cuántica del detector [13], sería determinado por el número entero :

$$N = \text{Entero} \left( \eta \frac{T}{\Delta t} \right) \quad (3.29)$$

el cual sería exactamente el mismo en cada medición. Obteniendo un histograma como se muestra en la Figura 3.6(b), con  $\bar{n} = N$  dada por la ecuación 3.29. Es altamente sub-Poissoniana, y tiene  $\Delta n = 0$ . La corriente de fotones del tipo mostrados en la Figura 3.6(a) con  $\Delta n = 0$  son llamados estados del número de fotones. Son la forma más pura de la luz sub-Poissoniana. Otros pueden ser concebidos de tal forma que los intervalos de tiempo entre los fotones, en el haz, no son exactamente iguales, pero son aún más regulares que los intervalos de tiempo aleatorios propios de un haz con estadísticas Poissonianas.

En este capítulo revisamos la teoría de la estadística de las fuentes clásicas: super-poissonianas y poissonianas. Presentamos un experimento de la distribución de conteo de fotones de una fuente poissoniana. Introdujimos el criterio para clasificar las fuentes en términos del ancho de conteo de fotones en la distribución.



# Capítulo 4

## Funciones de correlación cuántica

En este capítulo las observaciones de las estadísticas Poissonniana y super-Poissonniana pueden explicarse por la teoría ondulatoria clásica, pero no así la estadística sub-Poissonniana. Por lo tanto ésta última es una clara firma de la naturaleza de los fotones individuales. Vamos a ver una forma diferente de cuantificación de la estadística de la luz de acuerdo con la función de correlación de segundo orden. Esto conducirá a una alternativa triple de clasificación en la que se describe la luz como anti-amontonada, coherente, o amontonada.

### 4.1. El interferómetro de intensidad

Hanbury Brown y Twiss (ingeniero eléctrico, y matemático respectivamente) tenían un particular interés en medir el diámetro de las estrellas, lo que los llevó a desarrollar el interferómetro de intensidad, que fue una mejora al interferómetro estelar de Michelson. La Figura 4.1 (a) da un diagrama esquemático del interferómetro de Michelson. La luz de una estrella brillante es colectada por dos espejos  $M_1$  y  $M_2$ , separados por una distancia  $d$ . La luz de cada espejo es dirigida a través de rendijas separadas dentro del telescopio. Si la luz colectada por los espejos es coherente, entonces un patrón de interferencia será formada en el plano focal del telescopio. Si no es coherente no hay patrón de interferencia y las intensidades de luz, solo se suman. El experimento consiste en variar  $d$  y estudiar la visibilidad de los anillos que son observados en el plano focal.

La *coherencia espacial* es determinada por la propagación del ángulo con la cual la luz llega al interferómetro [13]. En el experimento de interferencia, la luz llega con un ángulo particular generando su propio conjunto de anillos de luz y de oscuridad, pero desplazados uno de otro por una distancia dependiendo del ángulo. El patrón de interferencia sólo es observado cuando la propagación de ángulos de la fuente es cuidadosamente controlada. Hanbury Brown y Twiss propusieron un interferómetro con un arreglo más simple [1], figura 4.1 (b). En su experimento, ellos usaron dos espejos reflectores separados una distancia  $d$ , colectaron la luz de una estrella elegida y las enfocaron directamente en foto-multiplicadores separados. El interferómetro mide

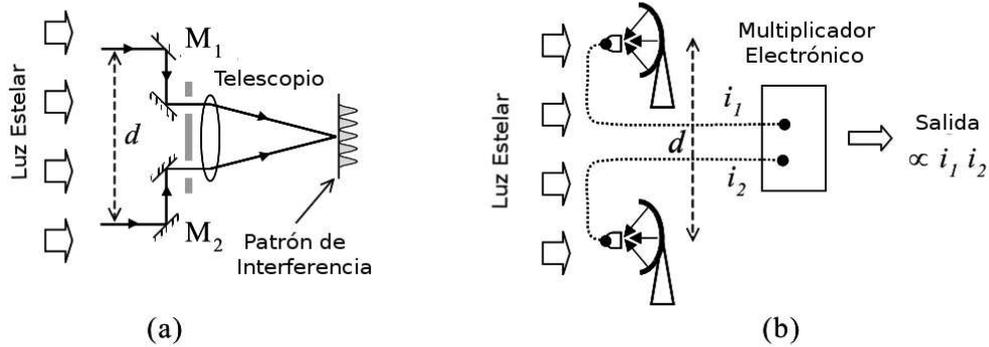


Figura 4.1: (a) Descripción gráfica del interferómetro estelar de Michelson. (b) Interferómetro de intensidad estelar de Hanbury-Brown y Twiss

la correlación entre las fotocorrientes  $i_1$  e  $i_2$ , generadas por la luz de las estrellas que incide en los dos foto-multiplicadores. Esto se hace mediante un circuito multiplicador electrónico, por lo que el resultado del experimento es proporcional al promedio de  $i_1 i_2$  en un largo intervalo de tiempo. Esto a su vez es proporcional a  $I_1 I_2$ , donde  $I_1$  e  $I_2$  son las intensidades de luz incidente sobre los dos detectores.

## 4.2. Experimentos de Hanbury Brown-Twiss y fluctuaciones de intensidad clásica

Hanbury Brown y Twiss decidieron probar el principio de su experimento en el laboratorio con un arreglo más simple mostrado en la Figura 4.2 [24]. En este experimento una línea espectral de 435.8 nm del mercurio en una lámpara de descarga fue dividida por un espejo semi-plateado y detectada por dos tubos fotomultiplicadores PMT1 y PMT2, generando las fotocorrientes  $i_1$  e  $i_2$  respectivamente. Esas fotocorrientes fueron alimentadas dentro de amplificadores acoplados de corriente alterna, dando resultados proporcionales a las fluctuaciones en la fotocorriente, llamadas  $\Delta i_1$  y  $\Delta i_2$ . Una de esas fue pasada a través de un generador de retardo de tiempo electrónico con valor  $\tau$ . Finalmente las dos señales fueron conectadas a una unidad integradora que las multiplica entre sí y las promedia sobre un largo intervalo de tiempo. La señal final de salida fue proporcional a  $\langle \Delta i_1(t) \Delta i_2(t + \tau) \rangle$ . Donde las fotocorrientes fueron proporcionales a las intensidades de luz incidente, es evidente que la salida era en realidad proporcional a  $\langle \Delta I_1(t) \Delta I_2(t + \tau) \rangle$ , donde  $I_1(t)$  e  $I_2(t)$  son las intensidades de luz incidente sobre

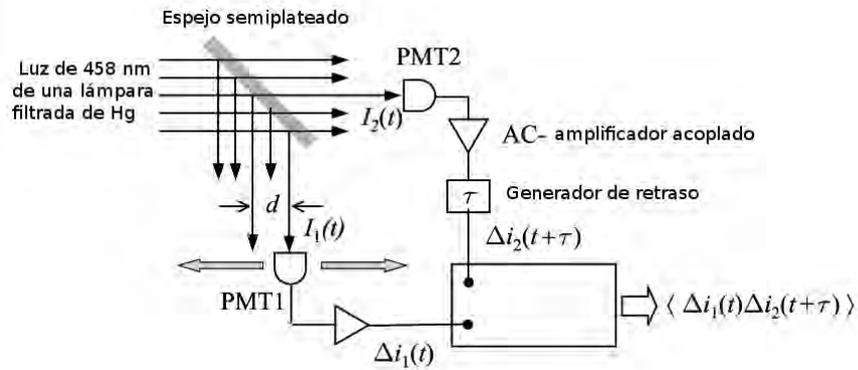


Figura 4.2: Representación esquemática del Hanbury Brown-Twiss (HBT), experimento de correlación de intensidad.

los respectivos detectores;  $\Delta I_1$  y  $\Delta I_2$  son las fluctuaciones.

La luz parcialmente coherente emitida de una fuente es llamada *caótica*, haciendo hincapié en la aleatoriedad subyacente del proceso de emisión a nivel microscópico.

La Figura 4.3 muestra una simulación de la intensidad de la luz dependiendo del tiempo, emitida por una fuente caótica con un tiempo de coherencia  $\tau_c$ . Las fluctuaciones de intensidad son causadas por la adición aleatoria por etapas de la luz de millones de átomos que emiten en la fuente. Suponemos que cada átomo emite en la misma frecuencia, pero que la fase de la luz de cada átomo está cambiando constantemente debido a las colisiones aleatorias. El principio del experimento HBT es que las fluctuaciones de intensidad de un rayo de luz están relacionados con su coherencia. Si la luz incidente sobre los dos detectores es coherente entonces las fluctuaciones de intensidad estarán *decorrelacionadas* una con otra.

### 4.3. La función de correlación de segundo orden $g^{(2)}(\tau)$

Con el fin de analizar los resultados anteriores de una manera cuantificable, es útil introducir la *función de correlación de segundo orden* de la luz definida por :

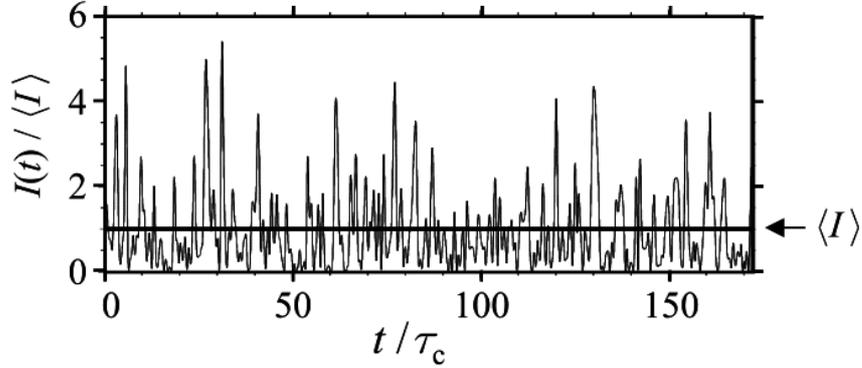


Figura 4.3: Simulación de la intensidad de la luz dependiendo del tiempo, de una fuente caótica con un tiempo  $\tau_c$

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \varepsilon^*(t)\varepsilon^*(t+\tau)\varepsilon(t+\tau)\varepsilon(t) \rangle}{\langle \varepsilon^*(t)\varepsilon(t) \rangle \langle \varepsilon^*(t+\tau)\varepsilon(t+\tau) \rangle} = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle \langle I(t+\tau) \rangle} \quad (4.1)$$

donde  $\varepsilon(t)$  e  $I(t)$  son el campo eléctrico y la intensidad del haz de luz en el tiempo  $t$  respectivamente. Vamos a considerar una fuente con intensidad promedio constante tal que  $\langle I(t) \rangle = \langle I(t+\tau) \rangle$ . También se tiene en cuenta que estamos probando un haz de luz espacialmente coherente de una área pequeña de la fuente. Dado que la escala de tiempo de las fluctuaciones de intensidad es determinado por el tiempo de coherencia de la fuente, si  $\tau \gg \tau_c$ , las fluctuaciones de intensidad en el tiempo  $t$  y  $t+\tau$  serán no correlacionadas una con otra. En la escritura:

$$I(t) = \langle I \rangle + \Delta I(t); \quad (4.2)$$

con  $\langle \Delta I(t) \rangle = 0$  tenemos que:

$$\langle I(t)I(t+\tau) \rangle_{\tau \gg \tau_c} = \langle I \rangle^2. \quad (4.3)$$

Por tanto, es evidente que:

$$g^{(2)}(\tau \gg \tau_c) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} = \frac{\langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} = 1. \quad (4.4)$$

Por otro lado, si  $\tau \ll \tau_c$  habrá correlaciones entre las fluctuaciones en los dos tiempos. En particular, si  $\tau = 0$ , tenemos

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle I(t)^2 \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}. \quad (4.5)$$

Para cualquier dependencia del tiempo concebible de  $I(t)$  siempre será el caso de que

$$g^{(2)}(0) \geq 1 \quad (4.6)$$

y

$$g^{(2)}(0) \geq g^{(2)}(\tau). \quad (4.7)$$

Si consideramos una fuente coherente monocromática con una intensidad  $I_0$  independiente del tiempo:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} = \frac{I_0^2}{I_0^2} = 1 \quad (4.8)$$

para todos los valores de  $\tau$ , porque  $I_0$  es una constante. Finalmente considerando cualquier fuente con una intensidad variando en el tiempo, es evidente que  $\langle I(t)^2 \rangle > \langle I(t) \rangle^2$  porque hay fluctuaciones de igual intensidad por encima y por debajo de la media, y el proceso de elevar al cuadrado exagera las fluctuaciones por encima del valor medio. Usando este factor en la ecuación 4.5. vemos que podemos tener  $g^2(0) > 1$ . Poniendo todo junto, nos damos cuenta de que, para cualquier fuente con una intensidad variando en el tiempo, esperamos  $g^2(\tau)$  alcance el valor de la unidad para  $\tau$  grande.

Para las diferentes formas de luz que consideramos como clásica se tienen  $g^2(\tau)$  específicas. Los valores de  $g^2(\tau)$  para la luz caótica de una lámpara de descarga atómica pueden ser calculados, teniendo en cuenta simples modelos de la fuente [25]. Si la línea espectral es de ensanchamiento Doppler con una distribución Gaussiana, la función de correlación de segundo orden esta dada por:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \exp[-\pi(\tau/\tau_c)^2]. \quad (4.9)$$

Esta función es gráfícada en la Fig.4.4 y comparada con la luz perfectamente coherente. Similarmemente, una fuente lineal de Lorentz con un tiempo de vida largo tiene una función  $g^2$  dada por

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \exp(-2|\tau|/\tau_0), \quad (4.10)$$

donde  $\tau_0 =$  es el tiempo de vida radiativo de la transición espectral o el tiempo de colisión, según corresponda.

Las principales propiedades de la función de correlación de segundo orden  $g^2(\tau)$  son listadas en la Tabla 4.1, suponiendo que la luz consiste de ondas electromagnéticas.

Fuente de luz	Propiedad	Comentario
Toda la luz clásica	$g^2(0) > 1$ $g^2(0) > g^2(\tau)$	$g^2(0) = 1$ cuando $I(t) =$ constante
Luz perfectamente coherente	$g^2(0) = 1$	Aplicado para todo ( $\tau$ )
Luz caótica Gaussiana	$g^2(\tau) = 1 + \exp[\pi(\tau/\tau_c)^2]$	$\tau_c =$ tiempo de coherencia
Luz caótica Lorentziana	$g^2(\tau) = 1 + \exp(-2 \tau /\tau_0)$	$\tau_0 =$ tiempo de vida

Cuadro 4.1: Propiedades de la función de correlación de segundo orden para la luz clásica

La función  $g^{(2)}(\tau)$  de un haz de luz que cruza un divisor de haz, tiene los tres límites mostrados en la Fig. 4.4, según su estadística, donde R y T significan reflejado y transmitido, respectivamente:

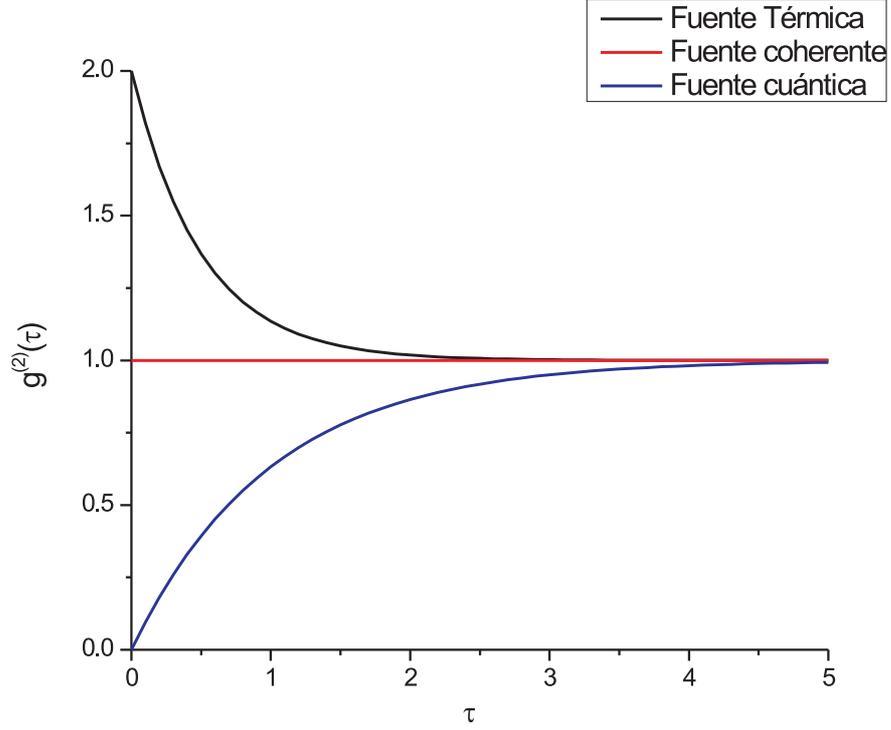


Figura 4.4: Función de correlación  $g^{(2)}$  para distintas fuentes de luz.

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_R(t)I_T(t + \tau) \rangle}{\langle I_R(t) \rangle \langle I_T(t + \tau) \rangle}. \quad (4.11)$$

#### 4.3.1. Medición de $g^{(2)}(0)$ con dos detectores

La  $g^{(2)}(0)$  es medida usando detección fotoeléctrica, y se escribe en términos de la probabilidad de la fotodetección individual como

$$g_{2D}^{(2)}(0) = \frac{P_{TR}}{P_T P_R} \quad (4.12)$$

donde  $P_T$  y  $P_R$  es la probabilidad de una detección en el detector  $T$  y  $R$  respectivamente, en un intervalo de tiempo corto  $t$ , y  $P_{TR}$  es la probabilidad conjunta de hacer detecciones en ambos  $T$  y  $R$  en el mismo intervalo de tiempo.

Sigue siendo el caso que para la luz clásica  $g_{2D}^{(2)}(0) > 1$ , mientras que la luz no clásica permite que  $g_{2D}^{(2)}(0) < 1$ .

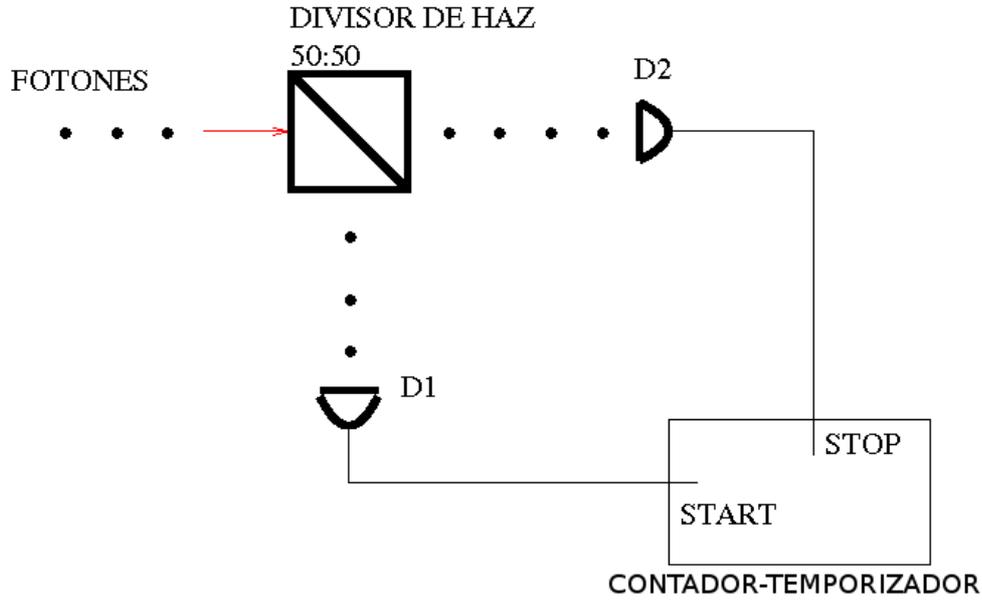


Figura 4.5: Descripción gráfica de frentes de onda compuestos por fotones. En este caso, existen un tiempo de coherencia y longitud de coherencia fijos y diferentes de cero.

Para medir experimentalmente  $g_{2D}^{(2)}(0)$  se considera que las probabilidades en la Ec. (4.12) están determinadas por la medición en las tasas de conteo. La probabilidad de una detección en el detector  $T$  con  $t$  está dada por el promedio de detecciones en  $T$ . El promedio es el número total de detecciones  $N_T$  dividido por el tiempo total de conteo  $T$ . La probabilidad para  $R$  detecciones y  $TR$  coincidencias están dadas similarmente por [6]:

$$P_T = R_T t = \left( \frac{N_T}{T} \right) t, \quad P_R = R_R t = \left( \frac{N_R}{T} \right) t \quad (4.13)$$

$$P_{TR} = R_{TR} t = \left( \frac{N_{TR}}{T} \right) t, \quad (4.14)$$

sustituyendo estas probabilidades en (4.12) tenemos:

$$g_{2D}^{(2)}(0) = \frac{N_{TR}}{N_T N_R} \left( \frac{T}{t} \right). \quad (4.15)$$

## 4.4. Experimentos Hanbury Brown-Twiss con fotones

Reexaminando el experimento de HBT en la imagen cuántica de la luz, tenemos la figura 4.5, que ilustra el arreglo experimental para un experimento HBT configurado con detectores de conteo de un fotón individual. Una corriente de fotones incide sobre un divisor de haz 50 : 50; y es dividido igualmente entre los dos puertos de salida. Los fotones chocan sobre los detectores,

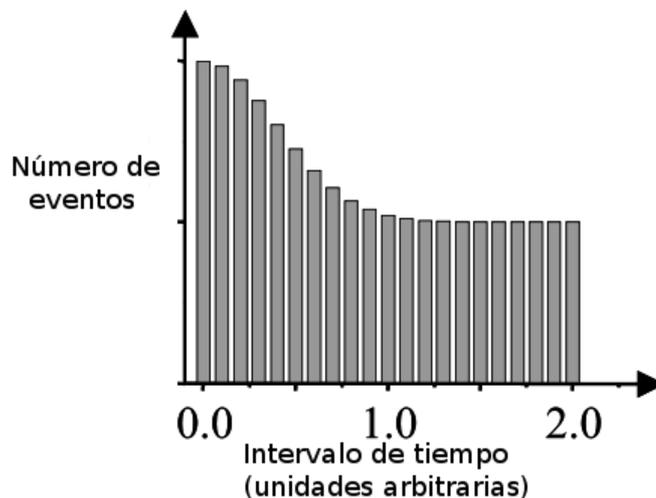


Figura 4.6: Típico resultado del experimento de Hanbury Brown-Twiss con fotones, del número de eventos que son registrados en cada valor de tiempo  $\tau$  [13]. En este caso, el histograma muestra los resultados que se obtendrían de una corriente de fotones amontonados

que son tubos fotomultiplicadores con eficiencia cuántica del 5% y que al incidir los fotones en ellos provocan una cascada de electrones; pulsos de salida que se introducen en un sistema electrónico de contador-temporizador. Éste registra el tiempo que transcurre entre los pulsos de D1 y D2, al mismo tiempo cuenta el número de pulsos en cada entrada. Los resultados se presentan en la gráfica de la Fig. 4.6, que despliega el número de eventos que son registrados en cada valor de tiempo  $\tau$  entre los pulsos de inicio y de parada. El número de conteos registrados sobre un detector de fotoconteo es proporcional a la intensidad (ec 2.2); podemos reescribir la definición clásica de  $g^2(\tau)$  dada en la ec 4.1 como:

$$g^2(\tau) = \frac{\langle n_1(t)n_2(t + \tau) \rangle}{\langle n_1(t) \rangle \langle n_2(t + \tau) \rangle}. \quad (4.16)$$

donde  $n_i(t)$  es el número de conteos registrados en el detector  $i$  en el tiempo  $t$ .  $g^{(2)}(\tau)$  es proporcional a la probabilidad condicional de detectar un segundo fotón en el tiempo  $t = \tau$ , dado que detectamos uno en  $t = 0$ . Los resultados del experimento HBT [1] también dan una medición directa de la función de correlación de segundo orden en la interpretación fotónica de la luz.

Hanbury Brown y Twiss supusieron que la luz entrante consiste de una corriente de fotones, con largos intervalos de tiempo entre los fotones sucesivos. Así fotones que chocan uno por uno con el divisor y se dirigen al azar a cualquier detector D1 o D2 con la misma probabilidad. Por lo tanto, hay una probabilidad del 50% de que un fotón determinado sea detectado por D1 y activar el contador para iniciar la grabación. La generación de un pulso de inicio en D1 implica que hay una probabilidad cero de obtener un pulso de paro de D2 para este fotón. Por lo tanto

el contador no grabará eventos en  $\tau = 0$ . Consideremos ahora el fotón siguiente que incide en el divisor de haz. Este irá a D2 con probabilidad de 50 %, y si lo hace, detendrá el contador y grabará un evento. Si el fotón va a D1, no pasa nada y tenemos que esperar de nuevo hasta la llegada del siguiente fotón, para tener la oportunidad de tener un pulso de paro. El proceso sigue hasta que un pulso de paro se realice eventualmente. Esto puede pasar con el primero o segundo o cualquier subsecuente fotón, pero nunca en  $\tau = 0$ . Contraviene al resultado clásico de las ecuaciones 4.6 y 4.7. Vemos que los experimentos con fotones, pueden dar resultados que no son posibles en la teoría clásica de la luz. Consideremos ahora que los fotones llegan amontonados. La mitad de estos fotones van a D1 y la otra mitad a D2. Esos dos grupos subdivididos, inciden sobre los detectores al mismo tiempo y tendrán una alta probabilidad, de que ambos detectores registren simultáneamente. Por lo tanto habrá un gran número de eventos cerca de  $\tau = 0$ . Por el contrario, a medida que aumenta  $\tau$ , la probabilidad de conseguir un pulso de paro después de un pulso de inicio, registra disminuciones por lo que el número de eventos registrados, baja. Es totalmente compatible con los resultados clásicos en las ecs. 4.6 y 4.7.

## 4.5. Amontonamiento y antiamonamiento de fotones

La siguiente clasificación la hacemos considerando la función de correlación de segundo orden  $g^{(2)}(\tau)$ . La clasificación está basada sobre el valor de  $g^{(2)}(0)$  y procede como sigue [13]:

- Luz amontonada:  $g^{(2)}(0) > 1$ .
- Luz coherente:  $g^{(2)}(0) = 1$ .
- Luz antiamonada:  $g^{(2)}(0) < 1$ .

Este punto es resumido en la Tabla 4.2. Comparando la tabla 4.1 y 4.2 nos damos cuenta de que la luz amontonada y coherente, es compatible con los resultados clásicos pero no para la luz antiamonada; es un fenómeno de óptica cuántica.

La Figura 4.7 es un intento simplista de ilustrar la diferencia entre los tres tipos de luz en términos de la corriente o serie de tiempo de fotones. Estos tres tipos de luz se detallan a continuación.

Descripción clásica	Haz de fotones	$g^2(0)$
Caótica	Amontonamiento	$> 1$
Coherente	aleatorio	$= 1$
Ninguna	Antiamontonamiento	$< 1$

Cuadro 4.2: Clasificación de la luz de acuerdo al intervalo de tiempo entre fotones

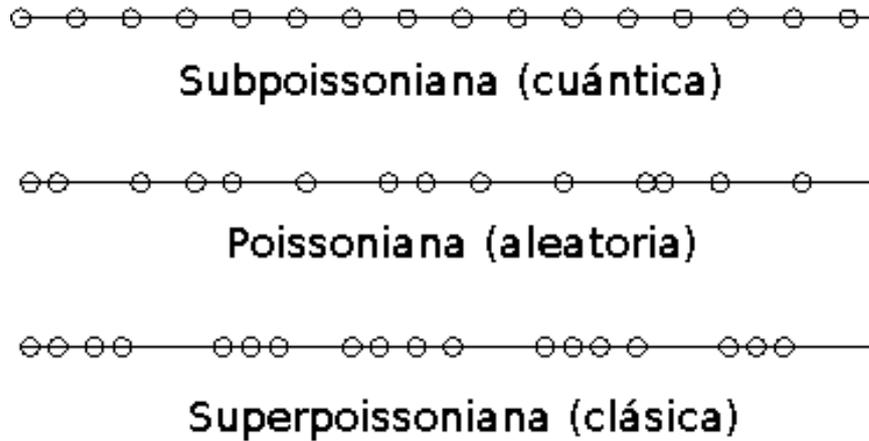


Figura 4.7: Comparación del haz de fotones para luz antiamontonada (subpoissoniana), luz coherente (poissoniana) y luz amontonada (superpoissoniana)

#### 4.5.1. Luz coherente

La luz perfectamente coherente tiene  $g^{(2)}(\tau) = 1$  para todos los valores de  $\tau$  incluyendo  $\tau = 0$ . Proporciona una conveniente referencia para clasificar otros tipos de luz. Anteriormente encontramos que la luz perfectamente coherente tiene una estadística Poissoniana, con intervalos aleatorios de tiempo entre los fotones. Esto implica que la probabilidad de obtener un pulso de paro es la misma para todos los valores de  $\tau$ . Podemos interpretar el hecho de que la luz coherente tiene  $g^{(2)}(\tau) = 1$  para todos los valores de  $\tau$  como una manifestación de la aleatoriedad de la estadística de fotones Poissonniana.

#### 4.5.2. Luz amontonada

Esta definida como una luz con  $g^{(2)}(0) > 1$ . Consiste de un flujo de fotones amontonados en racimos. Si se detecta un fotón en el tiempo  $t = 0$ , existe una mayor probabilidad de detectar otro fotón en un corto tiempo que en un tiempo mayor. Así que  $g^{(2)}(0) > g^{(2)}(\infty)$ . También se desprende de la Tabla 4.1 y 4.2 que la luz caótica (ya sea Gaussiana o Lorentziana) también cumple estas condiciones. La luz caótica de una lámpara de descarga es por lo tanto amontonada.

El enlace entre el amontonamiento de fotones y la luz caótica es ilustrado en la Fig 4.8, la cual muestra las fluctuaciones clásicas en la intensidad de la luz como una función del tiempo. Donde el número de fotones es proporcional a la intensidad instantánea, habrá más fotones en los intervalos de tiempo que corresponden a las fluctuaciones de alta intensidad y menos en las fluctuaciones de baja intensidad. El amontonamiento de fotones por lo tanto coincidirá con las fluctuaciones de alta intensidad.

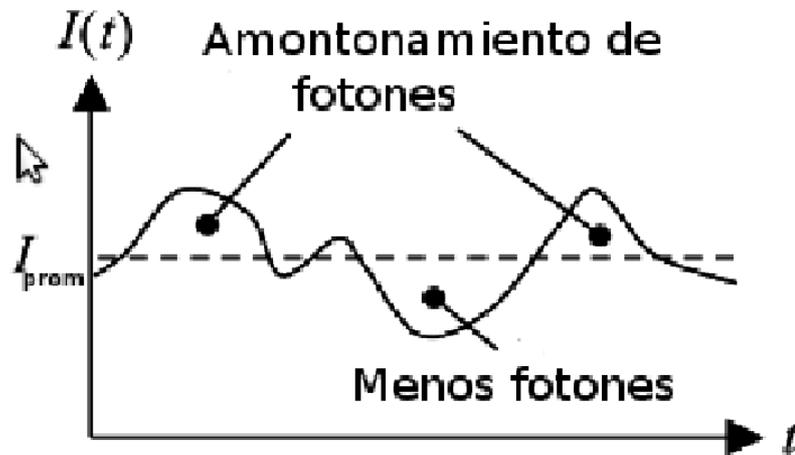


Figura 4.8: Relación entre las fluctuaciones de intensidad clásica (alrededor de la intensidad promedio  $I_{prom}$ ) y el amontonamiento en una fuente caótica

### 4.5.3. Luz antiamontonada

En ésta, los fotones llegan a salir con regular espacio entre ellos, en vez de uno al azar. Ilustrado en el esquema en la Fig. 4.7. Si el flujo de fotones es regular, entonces no habrá largos intervalos de tiempo entre la observación de conteo de eventos de fotones. En este caso, la probabilidad de encontrar un fotón sobre  $D2$  después de detectar uno sobre  $D1$  es pequeña para valores pequeños de  $\tau$  y luego se incrementa con la  $\tau$ . Por lo que la luz antiamontonada tiene

$$\begin{aligned} g^{(2)}(0) &< g^{(2)}(\tau), \\ g^{(2)}(0) &< 1. \end{aligned} \tag{4.17}$$

Esto es una violación de las ecs. 4.6 y 4.7 que se aplica a la luz clásica. Por lo que la observación de antiamontonamiento de fotones es un efecto puramente cuántico sin contraparte clásica. El punto clave es que  $g^{(2)}(0)$  es menor que la unidad. Los efectos de antiamontonamiento son sólo observados si miramos la luz de un solo átomo. El ciclo de emisión-excitación toma lugar para cada átomo individual en una lámpara de descarga, pero la luz que es emitida proviene de millones de átomos. Los procesos de emisión y excitación para los diferentes átomos son estadísticamente independientes, y así todos ellos emiten en diferentes tiempos. Esto produce los amontonamientos de fotones que se observan en la luz emitida por un gran número de átomos en una lámpara de descarga.

#### 4.5.4. Prueba experimental de la existencia del fotón

El experimento de anticorrelación de fotones o antiamontonamiento fue realizado por primera vez utilizando fotones del decaimiento de átomos de  $^{48}\text{Ca}$  [7]. A continuación mostramos la versión moderna. El experimento consiste en crear luz cuántica a través del proceso conocido como conversión espontánea paramétrica descendente (SPDC, por sus siglas en inglés). En este proceso, pares de fotones en estados de la base de número son creados a partir de estados coherentes de un láser que bombean un cristal no lineal. No ahondaremos en la descripción de este proceso, pues no es el objetivo de este trabajo [20]. Lo que es importante mencionar es que el cristal no lineal permite la transformación de base de estados de la luz:

$$|\alpha\rangle \rightarrow |1\rangle_s |1\rangle_t \quad (4.18)$$

Un estado coherente se convierte en un par de fotones  $s$ ,  $t$  (señal y testigo) individuales con una probabilidad cercana a  $10^{-11}$ . Esto quiere decir que un láser que produce  $10^{16}$  fotones por segundo produce del orden de  $10^5$  fotones individuales y del orden de  $10^4$  pares de fotones individuales (coincidencias). Estos datos provienen de las mediciones hechas en el laboratorio de la Facultad de Ciencias, [21], [19], [20]. El tipo de cristal no lineal utilizado es un  $\beta\text{BBO}-I$  (beta bario borato tipo I, del cual se obtienen a la salida pares de fotones de menor energía que forman dos conos coaxiales). Los fotones producidos por este proceso tienen polarización opuesta a la luz del láser de bombeo. El experimento consiste en poner un divisor de haz en el camino de los fotones señal y observar a través de dos detectores en los puertos de salida: transmitido y reflejado  $T$  y  $R$  del divisor de haz; esto nos dará información de si los fotones se comportan como onda o como partícula. La prueba se realiza con dos o tres detectores. El tercer detector se utiliza para detectar al fotón testigo y comparar qué camino tomó el fotón señal al salir del divisor de haz. El experimento está delineado en la figura 4.9 [21]. Adaptando la Ec. 4.15 para este caso se tiene que

$$g_{3D}^{(2)}(0) = \frac{P_{TRt}}{P_{Tt}P_{Rt}} \quad (4.19)$$

donde  $P_{TRt}$  es la probabilidad de obtener una triple coincidencia entre los detectores  $T$ ,  $R$  y  $t$  (testigo) en un intervalo de tiempo  $\delta t$ ,  $P_{Tt}$  es la probabilidad hacer detecciones en el transmitido y testigo en el mismo intervalo de tiempo y  $P_{Rt}$  es la probabilidad conjunta de hacer detecciones en ambos  $R$  y  $t$  en el mismo intervalo de tiempo.

Porque en las mediciones de tres detectores las puertas de detección pueden ser usadas como el número de pruebas, es posible normalizar las probabilidades en la Ec. 4.19 Las probabilidades estan dadas por el número coincidencias divididas por el número de pruebas:

$$P_{TRt} = \frac{N_{TRt}}{N_t}, P_{Tt} = \frac{N_{Tt}}{N_t}, P_{Rt} = \frac{N_{Rt}}{N_t}, \quad (4.20)$$

donde, dada una ventana de tiempo específica,  $N_{Tt}$  y  $N_{TR}$  son el número de fotoconteos en el detector  $T$  y  $R$  con el detector  $t$  respectivamente,  $N_{TRt}$  es el conteo de triples coincidencias, y  $N_t$

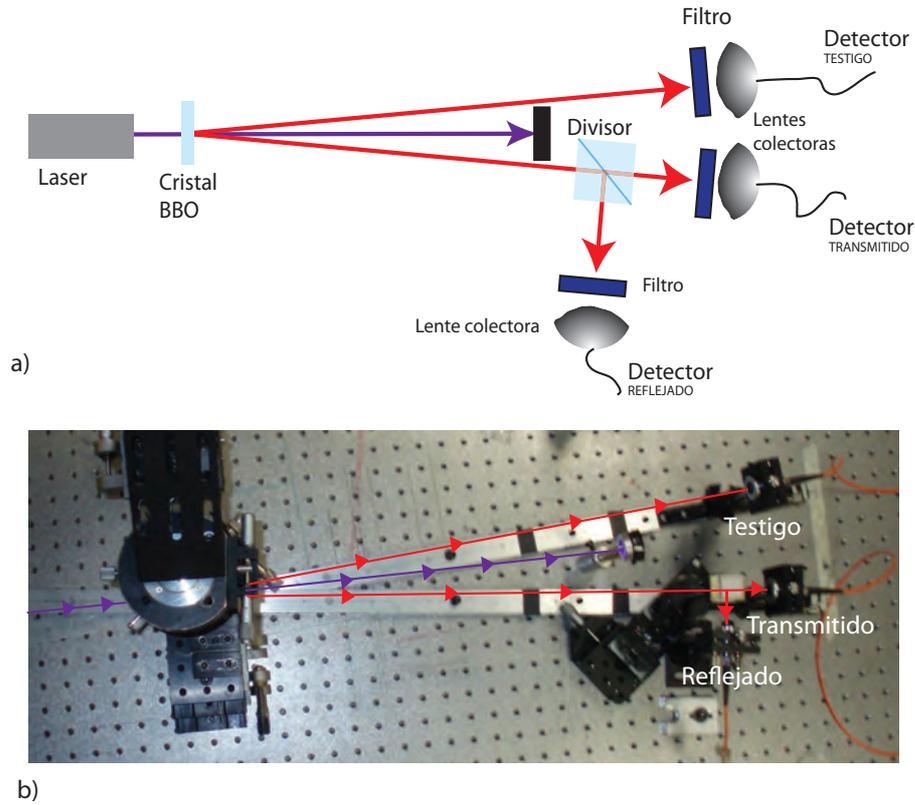


Figura 4.9: Versión moderna del experimento de la existencia del fotón

es el conteo individual en el detector  $t$ . Usando la Ec. 4.20, la  $g_{3D}^{(2)}(0)$  puede reescribirse como

$$g_{3D}^{(2)}(0) = \frac{N_{TRt}N_t}{N_{Tt}N_{Rt}} \quad (4.21)$$

donde  $N_{TRt}$  es el número de coincidencias de tres detectores para las señales de fotón transmitido, reflejado y testigo.  $N_{Tt}$  son las coincidencias de fotón transmitido con fotón testigo y  $N_{Rt}$  son las coincidencias de los fotones reflejados con los fotones testigo.  $N_t$  son las cuentas individuales de los fotones testigo.

Los resultados son mostrados en la tabla 4.3. Los experimentos fueron realizados por diferentes equipos de estudiantes de cursos independientes en la Facultad de Ciencias, y fueron comparados con trabajos considerados obligados en el tema. En todos se muestra que al utilizar dos detectores  $g_{2D}^{(2)}$ , la función de correlación corresponde a la de una fuente clásica de luz. En los dos primeros experimentos en los que no se utilizaron pinholes de atenuación y selección espacial, incluso la función de correlación se acerca a la estadística de una fuente térmica de luz. Cuando se selecciona espacialmente la entrada de fotones a los detectores, la distribución corresponde a la de una fuente poissoniana [6]. Cuando la correlación con los fotones testigo es introducida, los resultados cambian drásticamente. En todos los resultados, las fuentes presentan anti-amontonamiento de fotones, delatando el uso de una fuente cuántica. Este es un tipo de experimento de borrado cuántico, aunque se ha utilizado este concepto recientemente

asociado a la desaparición de la interferencia de fotones individuales consigo-mismos, cuando se averigua el camino que toman dentro de un interferómetro. En este caso, el comportamiento ondulatorio es borrado cuando averiguamos cuál es el puerto de salida del fotón al comparar con el testigo. El hecho de que en los resultados, sin tomar en cuenta al fotón testigo, se tiene un resultado clásico, quiere decir que en este tipo de experimento, es siempre necesario utilizar fotones testigo. La interpretación de los resultados anteriores dice que cada tren de fotones (señal o testigo) se comportan clásicamente, es decir tienen amontonamiento o aleatoriedad en su estadística. La única manera de sacar a cada fotón de ese comportamiento es a través del fotón testigo que al nacer de manera simultánea da cuenta de la posición instantánea del fotón señal. Esto no quiere decir que todas las fuentes se comportan de esta forma, por ejemplo, las fuentes de fotones individuales (átomos o moléculas aisladas) pueden emitir fotones individuales uno a uno; en tales casos no es necesario trabajar con un tercer detector [22].

$g_{2D}^{(2)}(0)$	$g_{3D}^{(2)}(0)$	Autor
—	$0,180 \pm 0,060$	[7]
$\approx 1,0$	$< 0,035$	[6]
$1,6912 \pm 0,1276$	$0,0708 \pm 0,0255$	[19]
$1,83 \pm 0,13$	$0,179 \pm 0,173$	[20]
$0,96 \pm 0,14$	$0,042 \pm 0,023$	[21]

Cuadro 4.3: Comparación de resultados de la función de correlación de segundo y tercer orden.

También podemos decir, que este experimento representa, la prueba de la dualidad onda partícula. En este tipo de producción con cristales no lineales, el fotón queda preparado en un estado de onda o en estado de partícula. Cuando es partícula viene acompañado con su fotón gemelo, espacialmente separado.

En conclusión, las características de una fuente cuántica, están bien definidas tanto teóricamente como óperacionalmente por la función de correlación de segundo orden. Si el fotón testigo no estuviera presente, la fuente que utilizamos como cuántica se comportaría como una fuente clásica. Esto nos permite concluir que en el caso de no utilizar al fotón testigo dos fotones en amontonamiento se comportan como una onda. De esta manera, los experimentos mencionados desde el principio de este trabajo [2], [3], [4], [5], no corresponden a experimentos de interferencia cuántica. Lo que demuestran es que, sin importar la estadística de los mismos, estos se comportan como paquetes de energía, no más, y esto no demuestra el "fenómeno" de autointerferencia que representa el paradigma de la mecánica cuántica.

Sin embargo, abordar una discusión como la que hemos realizado desde los fundamentos de la óptica cuántica para criticar o descalificar una o varias publicaciones suele resultar un trabajo complicado, así que pensamos es mejor aprovechar esta discusión para retomar el origen de la confusión en los experimentos mencionados para exponerla de manera provechosa.

En principio, todos los haces de luz sin importar su estadística son cuánticos, pero la manifestación de los efectos cuánticos no serán evidentes, si los detectores y los analizadores de señales no están preparados para manifestar dicha evidencia. Ya que la mecánica cuántica es una teoría probabilística, un sólo evento no dice nada, y es necesario tener una muestra de eventos lo suficientemente grande para constatar un efecto. Así, los estados que generan dicho efecto deben ser siempre los mismos. Es decir, debemos tener preparada a la fuente en el mismo estado cuántico. Sin embargo, si el estado cuántico fluctúa, entonces los observables (o efectos) también fluctuarán. Así, cuando queremos ver la interferencia de fotones individuales con una fuente Poissoniana que tiene un fotón en promedio (estado coherente con  $\bar{n} = 1$ ) obtenemos los efectos de la superposición de las interferencias cuánticas de 0, 1, 2, 3, 4 y 5 estado de fotones, principalmente. Si enviamos este estado coherente ( $\bar{n} = 1$ ) a una doble rendija como en los experimentos mencionados, los efectos cuánticos serían siempre visibles si los detectores supieran sin lugar a dudas cuál es el estado cuántico que entra en cada momento a la doble rendija. Por tanto el problema de reconocer los efectos cuánticos de una fuente clásica se vuelve un problema de conteo de alta complejidad.

Para mostrar que una fuente clásica converge al límite cuántico cuando ponemos atención al conteo, proponemos el experimento de fabricación artificial de un testigo para conjuntos de fotones en estado clásico.

En este capítulo introdujimos la función de correlación de segundo orden, inspirada en el experimento de Hanbury-Brown y Twiss. Mostramos que esta función también se utiliza como un criterio para clasificar a las diferentes fuentes de luz. Definimos la forma operacional de la función de correlación de segundo orden para dos y tres detectores. Se mostró el experimento de la prueba de la existencia del fotón, y la importancia de utilizar dos o tres detectores para definir el estado de los fotones como ondas o partículas.



# Capítulo 5

## Experimento

Se sabe que fuentes clásicas de luz, como una fuente térmica de las cuales se puede contar una gran cantidad de ejemplos: la luz del sol; luz de una vela (lámparas incandescentes); lámparas espectrales; etc; poseen la propiedad de amontonamiento de fotones, como ya estudiamos en capítulos anteriores. Es posible cambiar la estadística de las series de tiempo de fotones emitidas cuando se les hace pasar por divisores de haz, o pequeños agujeros. Ya que el divisor de haz va dividiendo los montones de fotones, al final las series de tiempo residuales, convergen a una estadística poissoniana ( $g^{(2)}(0) = 1$ ). Éste es el límite estadístico inferior de toda fuente clásica. Medir la estadística de una fuente poissoniana con el dispositivo de Hanbury-Brown y Twiss es un experimento sistemático. El resultado obtenido para la función de correlación fluctúa alrededor de  $g^2(0) = 1$ . Sin embargo aquí presentamos una modificación del experimento basado en la introducción de un divisor de haz en el rayo de fotones que se dirigen al experimento de HBT, cuando usamos un láser como fuente. Para comparar realizamos también el experimento cuántico con la fuente de pares de fotones correlacionados. El resultado, aunque sorprendente, puede explicarse de una manera sencilla.

### 5.1. HBT modificado

El experimento está descrito en la Fig. 5.1. Se montaron dos experimentos en un solo dispositivo basado en el arreglo de Hanbury Brown-Twiss. El primero consiste en una fuente cuántica de pares de fotones producidos en un cristal no lineal BBO-I a través de la Conversión Paramétrica Espontánea Descendente (SPDC) [26]. El láser de bombeo es un diodo láser de  $405nm$  con un ancho espectral de  $1nm$ . Este se alinea sobre la mesa óptica de manera que su haz esté horizontal (paralelo a la mesa). Para evitar reflejos internos y emisiones de colores diferentes, dicho láser es cubierto con un filtro interferencial de  $810nm \pm 10nm$ , ya que estos fotones tienen el doble de la longitud de onda del láser de bombeo. Aunque no hemos descrito con detalles el proceso SPDC, lo único que mencionaremos es que el cristal excitado por el láser violeta produce pares de fotones correlacionados en el tiempo y cada fotón del par puede describirse como un fotón individual. Los pares de fotones SPDC tienen polarización horizontal y salen

del cristal formando un ángulo de 5 grados con respecto al eje óptico del experimento señalado por el láser de bombeo. Los fotones del par reciben los nombres de señal y testigo. La línea de fotones señal es dirigida a un divisor de haz 50:50. De esa manera tenemos tres trayectorias asignadas a los fotones que nos interesa medir: dos para el fotón señal después del divisor de haz y una para el fotón testigo.

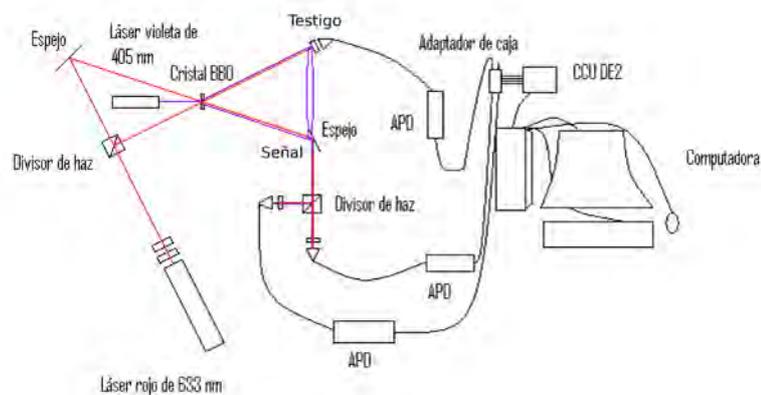


Figura 5.1: Vista superior del modelo, no a escala del dispositivo experimental con un láser rojo y uno violeta. Considerando el camino óptico que sigue cada uno.

Al final de cada una se coloca un detector con una área activa circular que alcanza un pico de eficiencia de detección de fotones de más de 45 % en  $830\text{nm}$  sobre  $180\mu\text{m}$  de diámetro. La parte importante del dispositivo mencionado consiste en lograr la alineación de los detectores a la salida del divisor de haz. En particular es complicada la alineación de la trayectoria del fotón reflejado. Para alinear el haz de fotones reflejados, utilizamos una guía visible de luz. La guía se construye de la siguiente manera: Una vez que los pares señal y testigo han sido localizados por los detectores, se colocan un par pinholes sobre cada trayectoria de fotones señal y testigo. Esto debe realizarse mientras se obtienen pruebas de los conteos de fotones, de esa manera sabemos que los fotones están cruzando los pinholes. Ya que dos puntos forman una recta; después, hacemos cruzar un láser visible ( $633\text{nm}$ ) previamente dividido por un divisor de haz, también 50 : 50 a través de los pinholes (este láser forma la segunda fuente del experimento) para comprobar la alineación.

Ahora utilizando el cristal no lineal y el láser de bombeo violeta (Figura 5.2), realizamos la estadística de fotones para la fuente cuántica utilizando la función de correlación con dos y

tres detectores, ver igualdades (4.15 y 4.19).

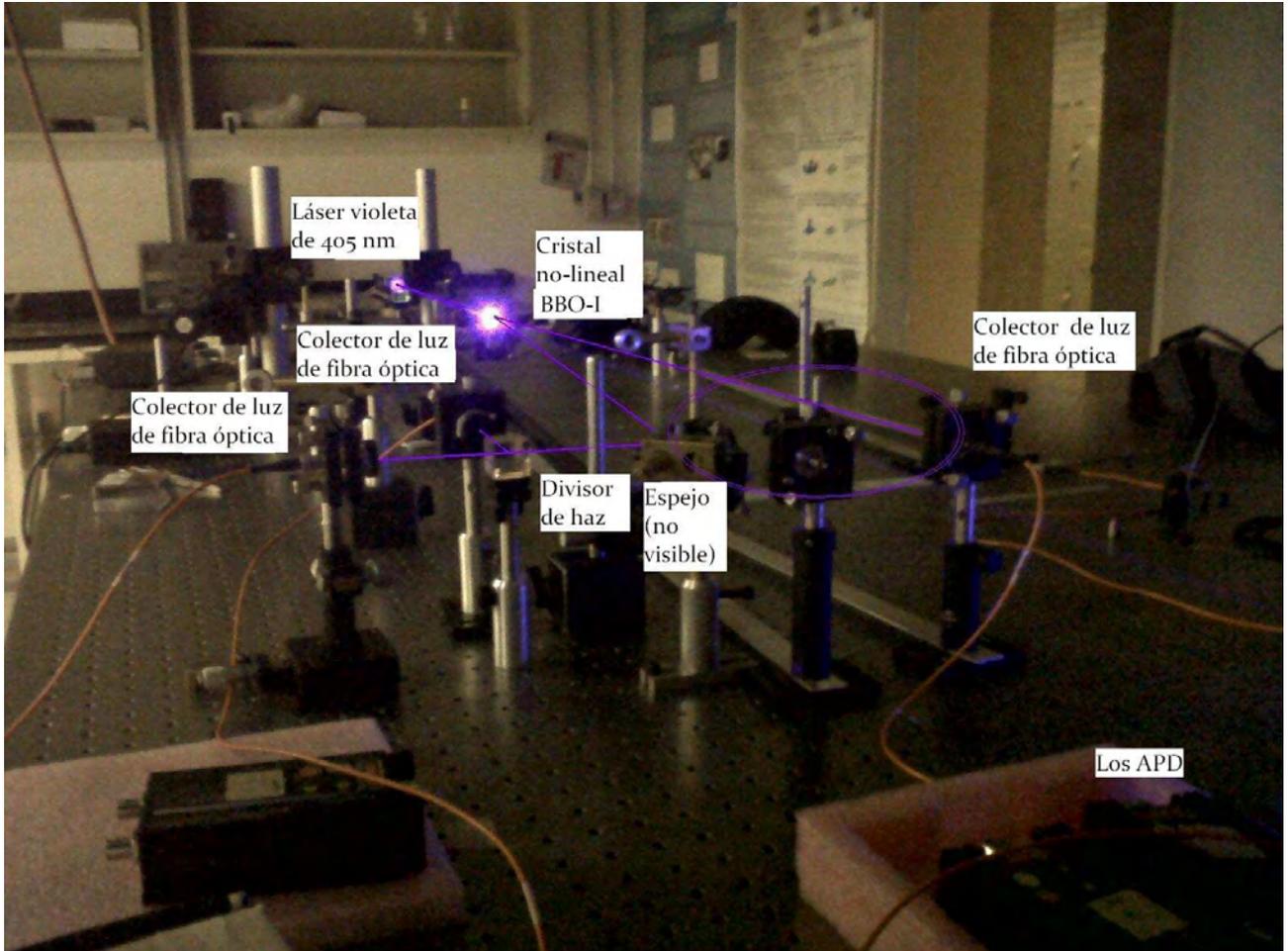


Figura 5.2: Dispositivo con láser violeta en funcionamiento

El resultado, como esperábamos y en comparación con los obtenidos en otros trabajos (tabla 4.3) nos muestra dos comportamientos, el de una fuente clásica (dos detectores) y cuántica (tres detectores).

Las figuras 5.3 y 5.4 muestran los conteos en el software de la tarjeta de coincidencias (ver Apéndice). En la Figura 5.3 se muestran la tasa de conteos de fotones individuales en los dos detectores y las coincidencias de las dos señales generadas. En tiempo real el software nos muestra la función de correlación acumulada. Podemos observar que la fuente se comporta aleatoriamente cuando no usamos el fotón testigo:  $g_{2D}^{(2)} = 1,04 \pm 0,33$  (Tabla 5.1). La figura 5.4 muestra con mayor detalle los conteos individuales y las coincidencias, gráficamente. Se llenarán los campos en el tablero digital, como el tiempo de actualización, la ventana de coincidencias, el número de puntos y se seleccionó la función de correlación, en este caso para los fotones enreda-

dos se seleccionó dos detectores. Los datos son grabados y después analizados para constatar la información ya mencionada.

La electrónica de conteo utilizada en el experimento (CCU) nos permitió tener un mínimo de ventanas de tiempo de coincidencia de 5.37 ns para tres detectores y de 7.39 ns para dos detectores. Por lo cual ganamos en resolución.

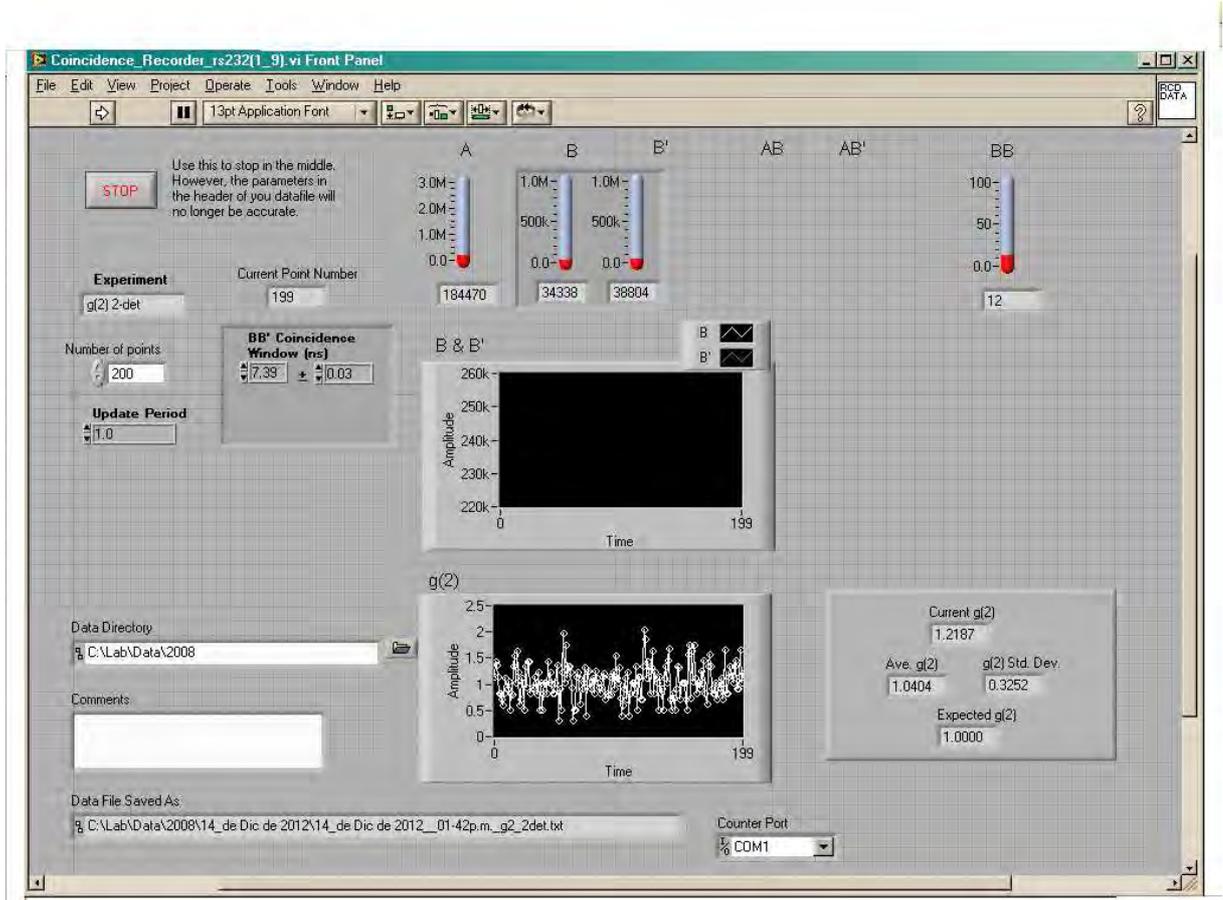


Figura 5.3: Tablero 1 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de  $g^{(2)}$  en el experimento de SPDC en un HBT con dos detectores. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la  $g^{(2)}$  en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estandar.

Después activamos el tercer detector para el fotón testigo. De esta manera siempre sabemos por cuál salida del divisor de haz se detecta el fotón señal. En las Figs. 5.6 y 5.7 se muestran en las ventanas de conteo la función de correlación de segundo orden, también en tiempo real. Podemos observar que la inclusión del testigo hace una diferencia en la estadística. Ahora la función de correlación con tres detectores es cuántica:  $g_{3D}^{(2)} = 0,02 \pm 0,02$  (Tabla 5.1).

Esto quiere decir, que en el experimento de dos detectores no podemos distinguir a la pareja

correspondiente del fotón testigo. En cambio al usar al fotón testigo, este identifica a su pareja dentro de un bonche de fotones.

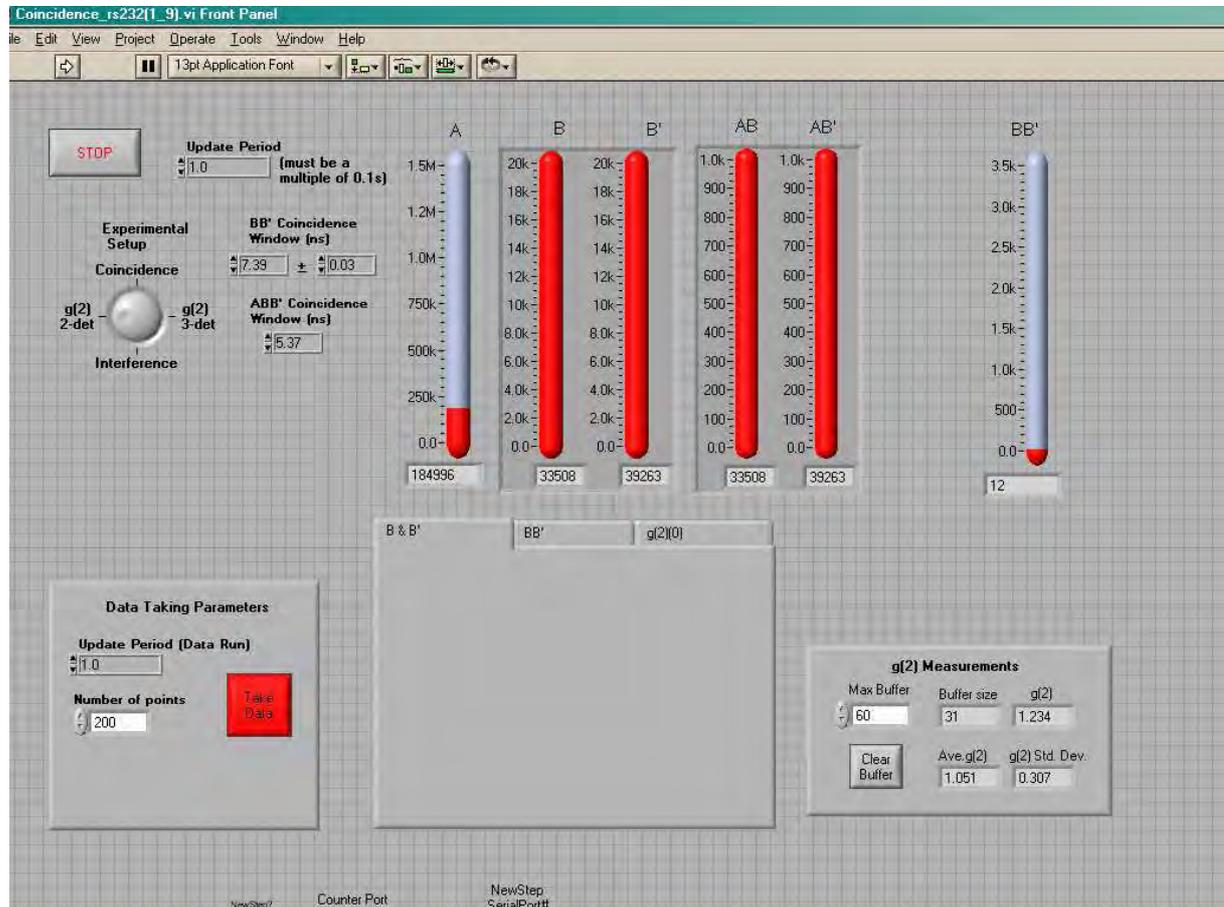


Figura 5.4: Tablero 2 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de  $g^{(2)}$  en el experimento de SPDC en un HBT con dos detectores. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la  $g^{(2)}$  en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estandar.

Suele decirse que el contraste en este experimento al utilizar dos y tres detectores, se reduce a que el estado del fotón es dependiente de la manera de medir. De ahí proviene la discusión ya casi centenaria de la dualidad onda y partícula [27, 28].

Otra manera de interpretar esta diferencia proviene de las restricciones de detección. Históricamente el experimento del interferómetro estelar de Michelson tiene como ventaja sobre el interferómetro normal de Michelson que el primero utiliza un aspecto tomográfico de detección. Es decir, correlaciona la información del mismo objeto de observación desde dos lugares diferentes. Si uno quisiera ser más preciso, podría extender la observación a  $n$  puntos diferentes y luego correlacionarlos. De esta manera se tiene información diferente del mismo objeto, que al

juntarse nos da una imagen mas detallada de dicho objeto. Lo mismo sucede con la función de correlación de segundo orden con dos y tres detectores.

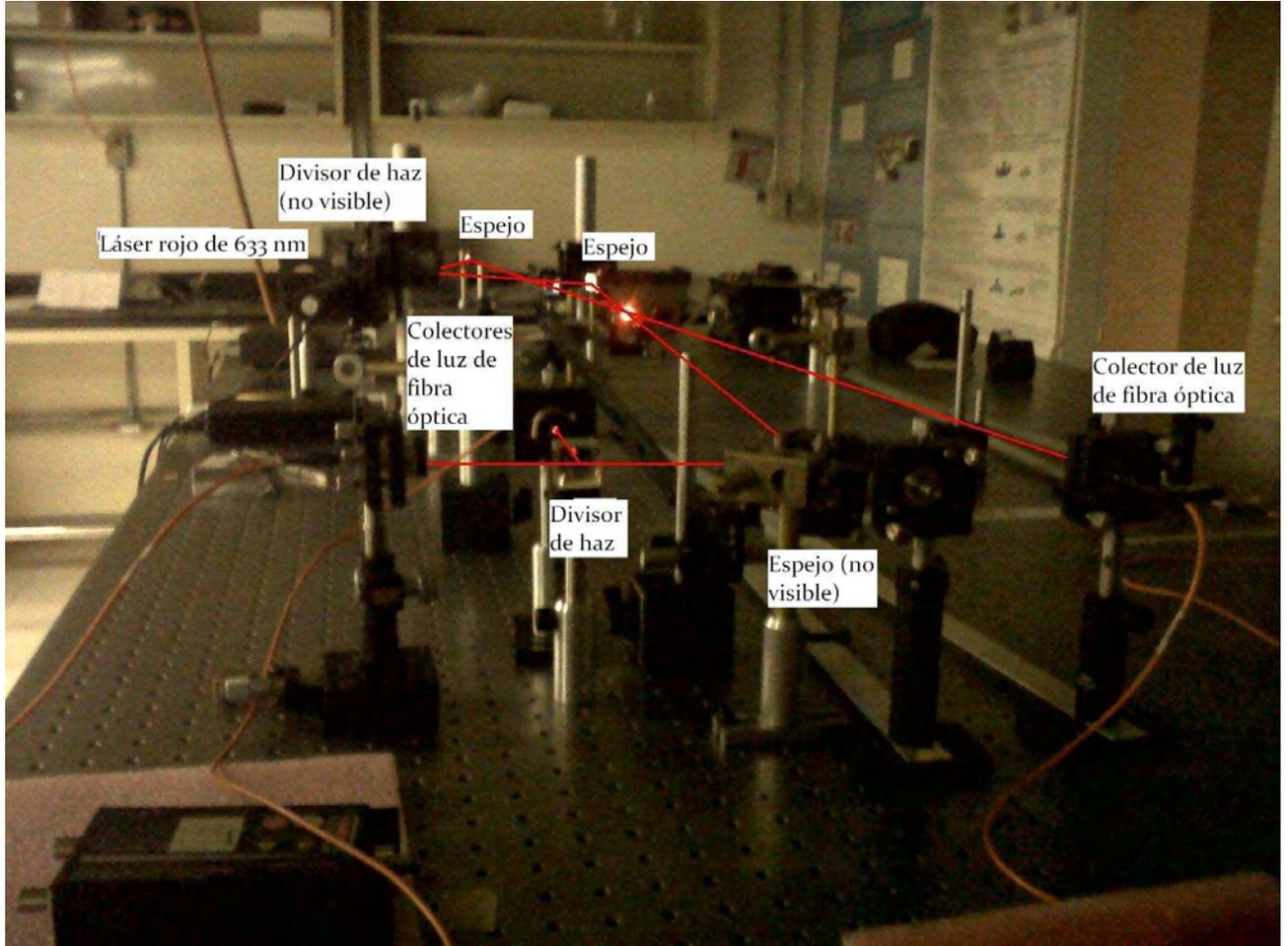


Figura 5.5: Dispositivo con láser rojo en funcionamiento

Por otro lado el estado coherente representado por la luz láser es un estado más complicado que los estado de la base de número. Nos preguntamos: ¿al aumentar la información obtenida del estado coherente nos acercamos más a su naturaleza cuántica?. Para ello realizamos el siguiente experimento, utilizando el láser He-Ne (633nm). El cristal no lineal queda desactivado, y por simetría que proviene desde el alineamiento, el láser que se divide en el primer divisor de haz cruza el cristal no lineal (sin efecto alguno). La parte reflejada del láser se va como el haz "testigo" y la parte transmitida se va como el haz "señal". Después el haz "señal" cruza el siguiente divisor de haz y se dirige hacia los dos detectores. Mientras que el haz "testigo" se dirige hacia el detector testigo (Figura 5.5). En esta parte debemos tener mucho cuidado, pues la intensidad del láser es demasiado alta para detectores tan sensibles, por lo que utilizamos atenuadores de polarización y filtros neutros. También utilizamos los mismos filtros interferenciales de  $810nm$ . Así la intensidad se reduce a cerca de medio millón de fotones por

segundo.

El procedimiento para obtener la función de correlación de segundo orden es el mismo que en el caso cuántico. Primero utilizamos dos detectores. Nos olvidamos de la parte “testigo”. Las Figuras 5.8 y 5.9 contiene la información de la estadística del láser. A saber:  $g_{2D}^{(2)} = 1,05 \pm 0,04$  (Tabla 5.1). Como se espera de una fuente aleatoria.

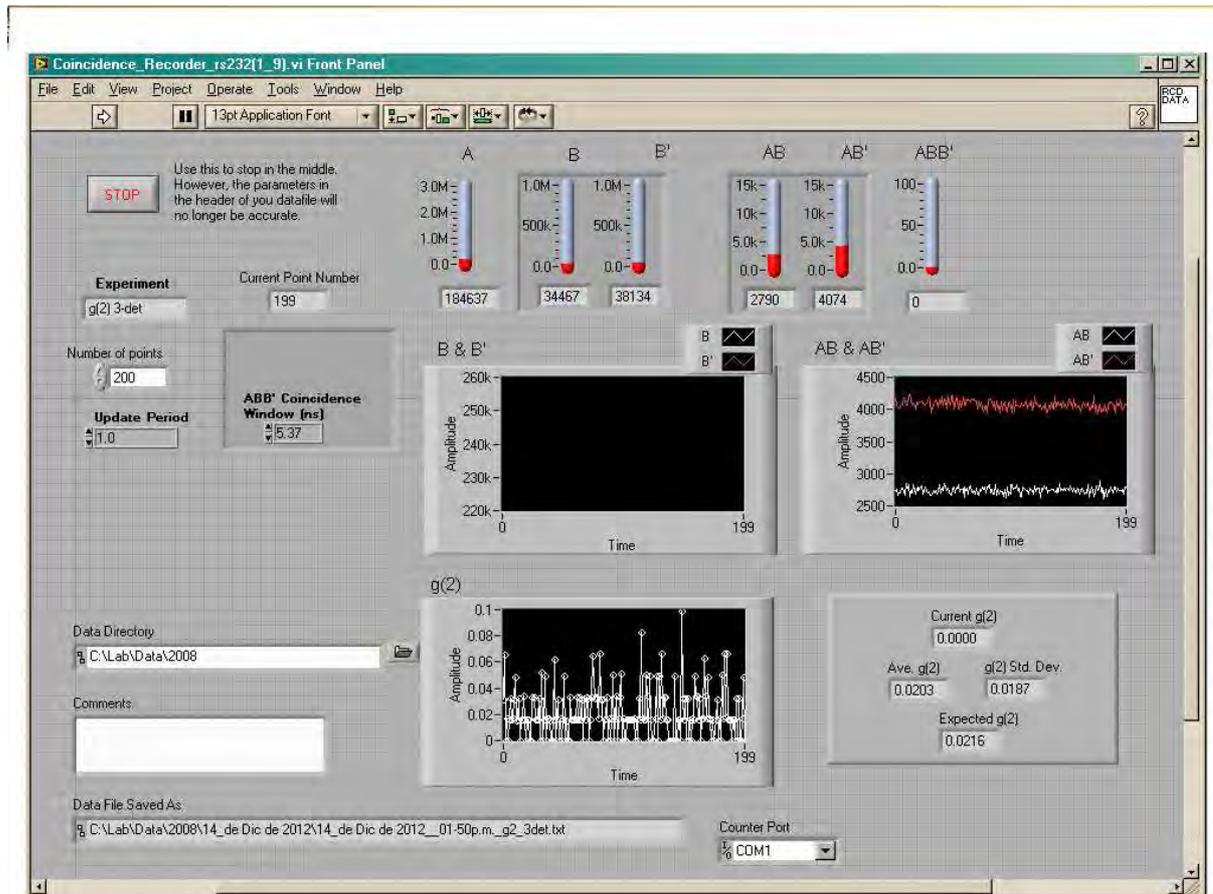


Figura 5.6: Tablero 1 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de  $g^{(2)}$  en el experimento de SPDC en un HBT con tres detectores. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la  $g^{(2)}$  en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estandar.

Como puede observarse en los datos obtenidos, esta estadística es independiente de la intensidad del láser como se había mencionado previamente. En este caso no importaría que la intensidad fuera de un fotón por intervalo de tiempo de 600000 fotones en el mismo intervalo como es en este caso.

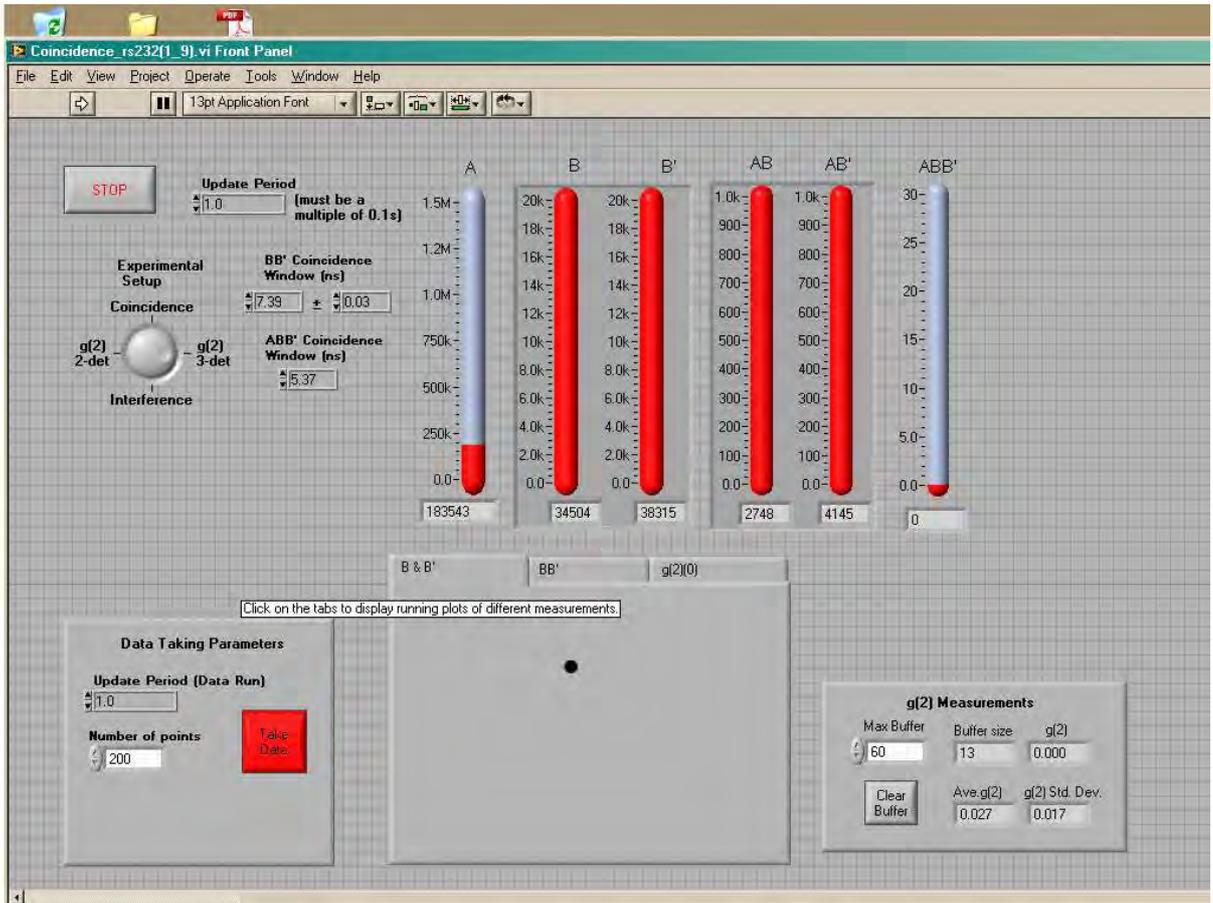


Figura 5.7: Tablero 2 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de  $g^{(2)}$  en el experimento de SPDC en un HBT con tres detectores. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la  $g^{(2)}$  en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estandard.

Ahora, si activamos las correlaciones con el haz “testigo” obtenemos los siguientes resultados. Ver Figuras 5.10 y 5.11. Como se puede observar, el haz original tiene la misma intensidad que en la medición previa con dos detectores, sin embargo, la función de correlación ha cambiado. En este caso tenemos:  $g_{3D}^{(2)} = 0,65 \pm 0,45$  (Tabla 5.1). La función ha quedado por debajo del umbral clásico. Aunque la fluctuación experimental es grande, sigue siendo un resultado que muestra el origen cuántico de la fuente.

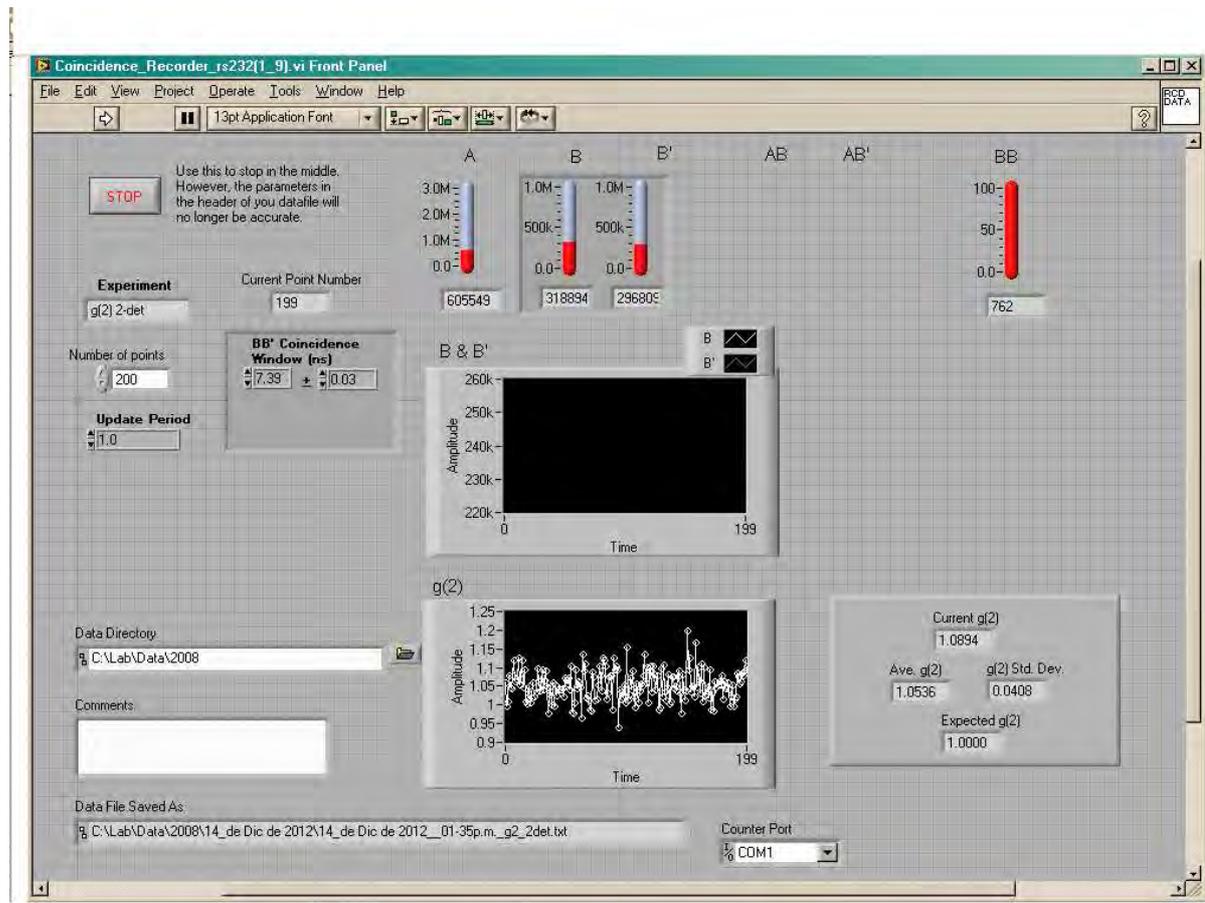


Figura 5.8: Tablero 1 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de  $g^{(2)}$  con dos detectores en el experimento con laser rojo en un HBT modificado. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la  $g^{(2)}$  en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estandar.

Esto lo podemos interpretar de la siguiente manera. El estado coherente está formado por fotones que llegan al azar al divisor de haz en el experimento con dos detectores, como obtenemos el resultado clásico pensamos que la llegada de los fotones implica muchos eventos en los cuales los fotones llegan de manera casi simultánea. Si regresamos a la concepción semiclassical representada en las figuras 2.1 y 2.2, vemos que en particular en la figura 2.2, es posible tener dos frentes de onda muy cercanos, si fabricamos testigos de los frentes de onda, entonces tenemos manera de saber si los fotones que cruzan el divisor de haz pertenecen al primero o al segundo frente de onda por muy juntos que estén. Al atenuar el haz, pocos fotones serán representantes de cada frente de onda y de esa manera podemos reconocer la estructura cuántica subyacente en la estadística coherente.

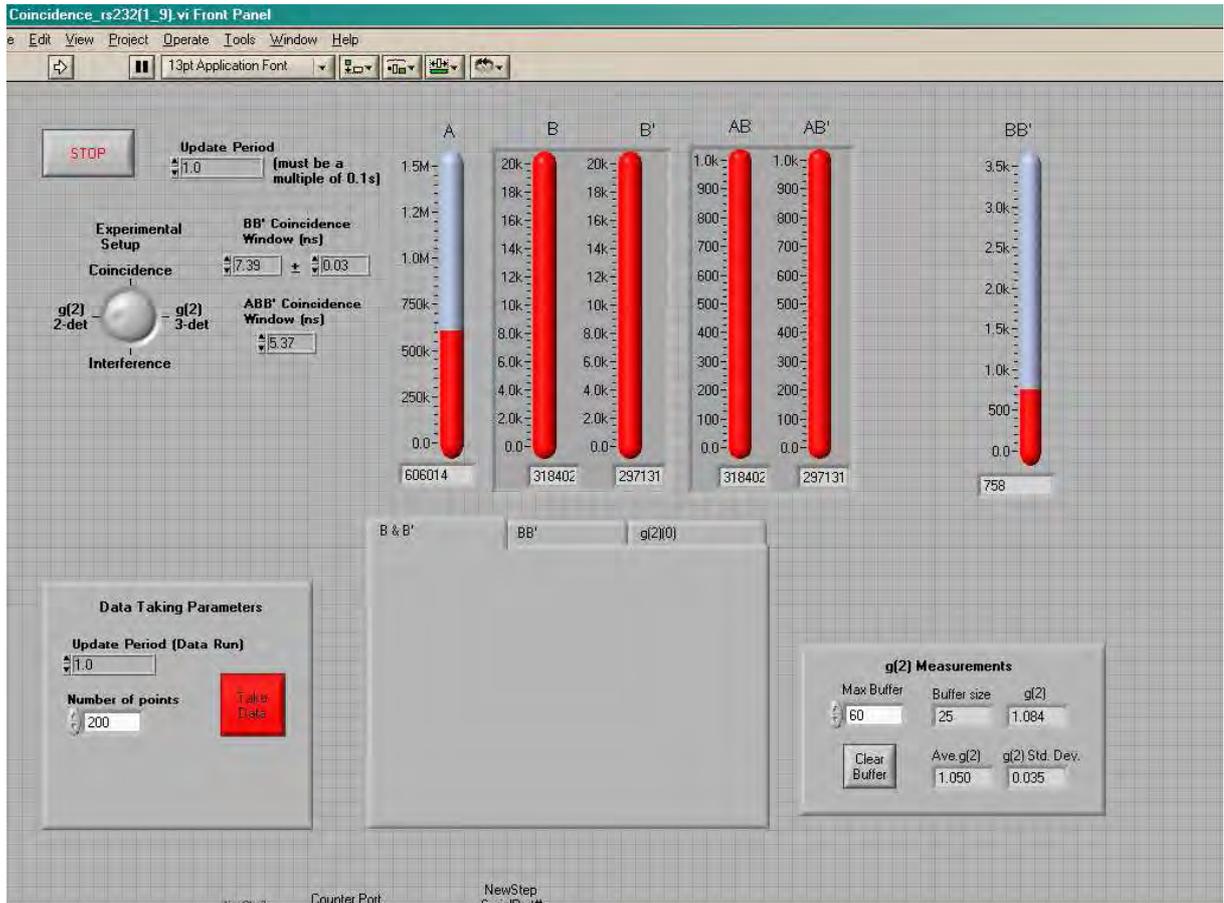


Figura 5.9: Tablero 2 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de  $g^{(2)}$  con dos detectores en el experimento con laser rojo en un de HBT modificado. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la  $g^{(2)}$  en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estandard.

Sería posible rastrear a los componentes probabilísticos de la estructura poissoniana del haz del láser con éste método. En cuyo caso sería necesario utilizar tantos detectores como posibilidades existen en el estado coherente.

De alguna manera hemos realizado una medición tomográfica (de bajo orden) de la estructura coherente del láser. Hemos podido observar la estadística semi-cuántica de la luz láser.

Pensamos que este resultado es muy importante desde el punto de vista de la investigación en la teoría y tecnología de la información cuánticas. Ya que hasta el momento una de las grandes problemáticas consiste en crear estados cuánticos con muchos fotones. Pensamos que puede ser posible modificar los estados clásicos, en especial los estados coherentes, y reducirlos a estados cuánticos utilizando técnicas como la elaborada en este trabajo.

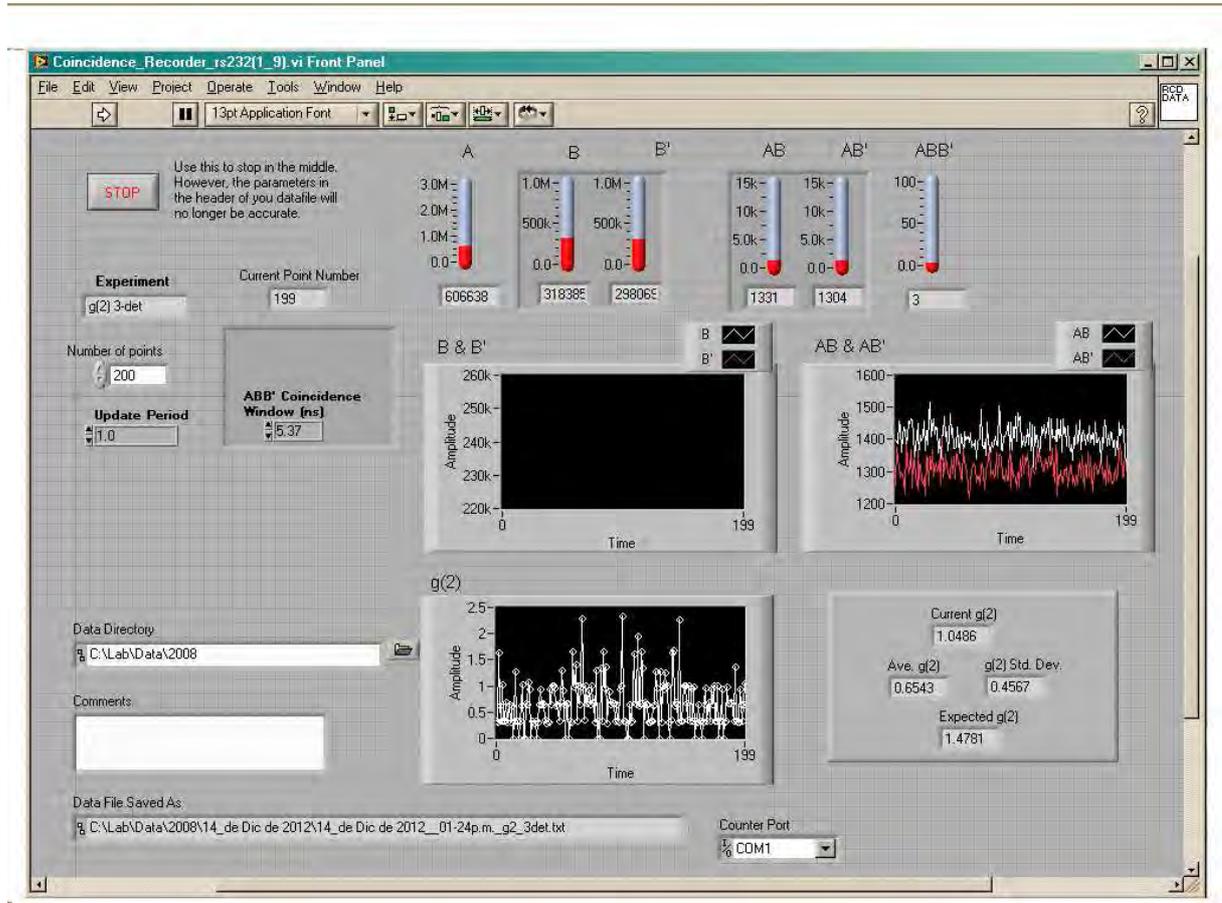


Figura 5.10: Tablero 1 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de  $g^{(2)}$  con tres detectores en el experimento con laser rojo en un HBT modificado. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la  $g^{(2)}$  en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estandar.

$g_{2D}^{(2)}(0)$	$g_{3D}^{(2)}(0)$	Fuente
$1,05 \pm 0,04$	$0,65 \pm 0,45$	He-Ne
$1,04 \pm 0,33$	$0,02 \pm 0,02$	SPDC

Cuadro 5.1: Resultados experimentales

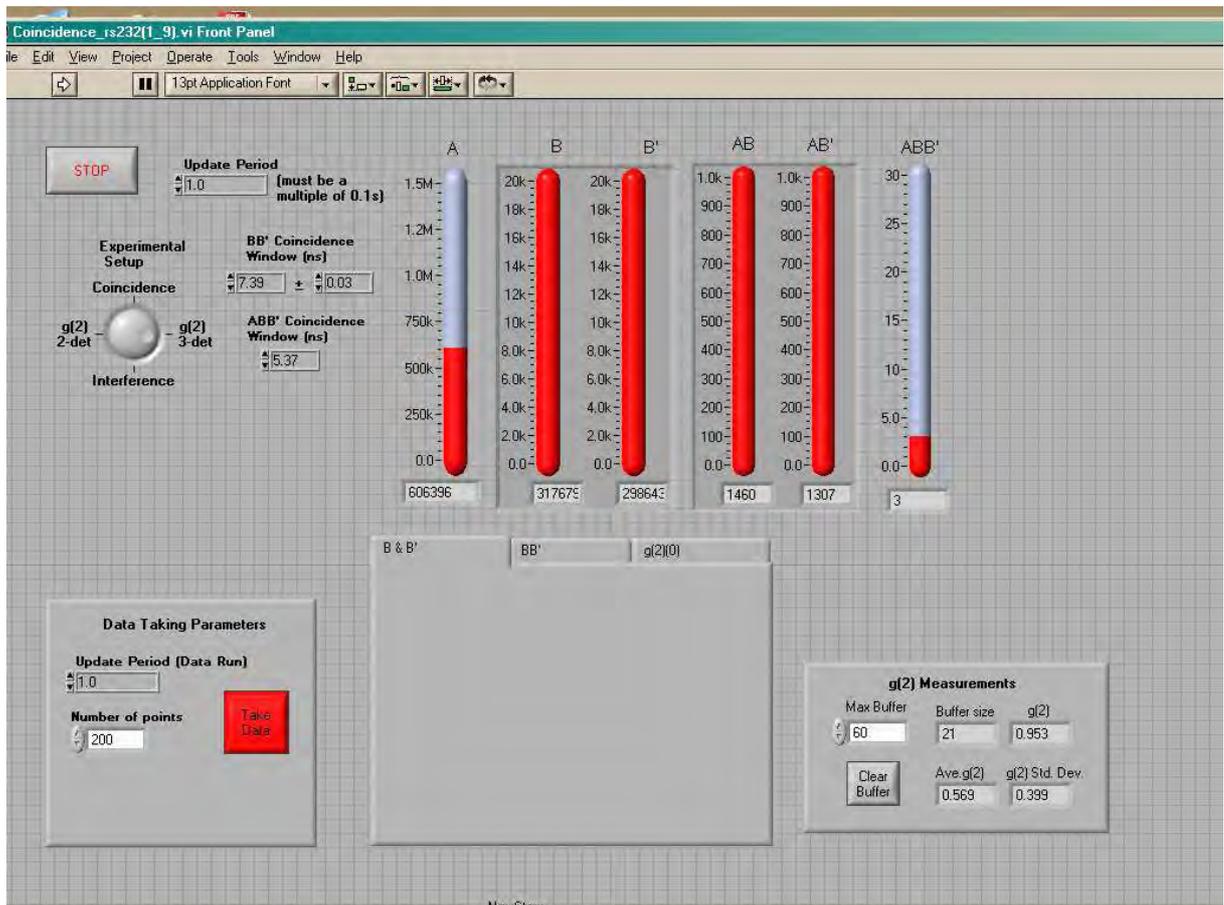


Figura 5.11: Tablero 2 de configuración de datos y obtención de resultados para el cálculo de  $g^{(2)}$  con tres detectores en el experimento con laser rojo en un HBT modificado. El cuadro más importante es el inferior derecho, en el que se da el valor de la  $g^{(2)}$  en cada conteo, el promedio de la misma y su desviación estandard.

# Capítulo 6

## Conclusiones

Hemos realizado el experimento de la estadística de fotones para una fuente láser en términos de la función de correlación cuántica de segundo orden. Para ello utilizamos un arreglo de dos y tres detectores para desarrollar el estudio de coincidencias. A diferencia del estudio de coincidencias para una fuente cuántica con SPDC, introdujimos un segundo divisor de haz, antes del arreglo de Hanbury-Brown y Twiss, para hacernos de una forma artificial de una señal testigo. Los resultados obtenidos son muy similares a aquellos que provienen de una fuente cuántica a partir de un cristal no lineal por el método SPDC. Sin embargo, esto no quiere decir que la fuente láser atenuada sea realmente una fuente cuántica. Pero, el hecho de haber obtenido una cierta anticorrelación  $g_{3D}^{(2)}(7ns) = 0,65 \pm 0,45$  implica que los estados láser con testigo, son más cuánticos de lo que esperábamos.

En ambos experimentos, clásico y cuántico, la ausencia de testigo nos deja una función de correlación cercana a uno,  $g_{2D}^{(2)}(7ns) \approx 1,0$ , y en ambos casos también las funciones de correlación pasan por debajo de uno al utilizar testigo. Sabemos muy bien qué significa el fotón testigo en el experimento cuántico, sin embargo en el experimento con la fuente láser debemos interpretar: El estado coherente, que está compuesto por una combinación lineal de estados de la base de número, se parte en el divisor de haz en dos estados coherentes, de los cuales a uno llamaremos señal y a otro testigo. Podemos ver ésto, como si el estado coherente estuviera formado por una onda. La onda se parte en el primer divisor de haz, Si la onda original tiene dos fotones (responsables del bunching), entonces cada segmento de onda contendrá un sólo fotón, por lo que el segmento señal al llegar al segundo divisor de haz será detectado en transmitido o reflejado como bien anunciará el segmento señal. Si esto fuera siempre así, la función de correlación cuántica nos daría cero. Sin embargo nos da cercano a  $g_{3D}^{(2)}(7ns) \approx \frac{2}{3}$ . Esto implica que en un cierto porcentaje de veces, la onda está compuesta de tres y cuatro fotones, con probabilidades que decrecen exponencialmente.

En este contexto, los experimentos que se tomaron como motivación de este trabajo [2], [3], [4] y [5], siguen siendo experimentos semi-clásicos de óptica. Aunque es verdad, que es posible ir al régimen de conteo de fotones con una fuente poissoniana, eso no quiere decir que sus estados

estén preparados en la base de número. Por lo tanto, los experimentos mencionados arriba son solamente didácticos en el sentido de lo que debería suceder cuando se utilizara una fuente cuántica. En especial, el efecto de cómo los fotones van llenando el patrón de interferencia en la pantalla de la cámara CCD, al fin, en la cámara no se puede medir si los fotones son cuánticos o poissonianos.

En conclusión, una fuente láser atenuada no puede generar estados cuánticos, pero si se separan los estados de dos o tres fotones de cierta forma, como la experimentada en este trabajo, una fuente láser puede acercarse a una fuente cuántica, en un 35%. Finalmente, podemos decir que la función de correlación de segundo u órdenes mayores nos dan información tomográfica de los estados de la luz. Podemos decir que podríamos aprovechar diferentes formas de detección basados en esta función de correlación para obtener estados cuánticos a partir de estados clásicos.

# Apéndice A

## Unidad de Conteo de Coincidencias

La Unidad de Conteo de Coincidencias (CCU) Altera DE2, Fig. A.1, es un tablero que tiene entradas hasta para cuatro detectores y tiene ocho contadores de 32 bits, que se utilizan para contar cuatro cuentas individuales y cuatro arbitrarias, desde 2 hasta 4 dobles coincidencias. Tiene una resolución de tiempo de coincidencias menor a 8 ns. Los datos se transmiten desde la CCU a la computadora a través de la interfase serial RS232.

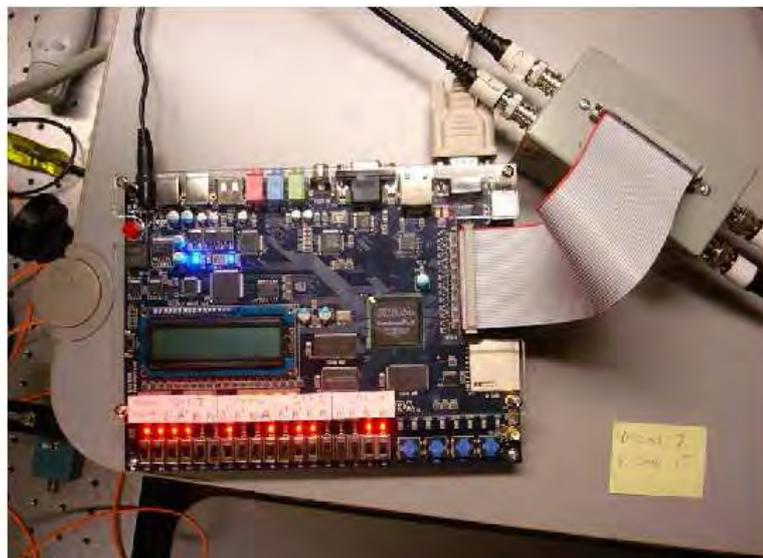


Figura A.1: La Unidad de Conteo de Coincidencias

Para que llegue la señal al tablero DE2 del modulo contador de fotones, se utiliza una caja adaptadora. Ésta esta conectada por medio de un cable de cinta al tablero. Los contadores en el DE2 cuentan durante 0.1 s, y mandan sus datos al puerto serial, lo hacen a una velocidad de 10 Hz, Fig. A.2 .

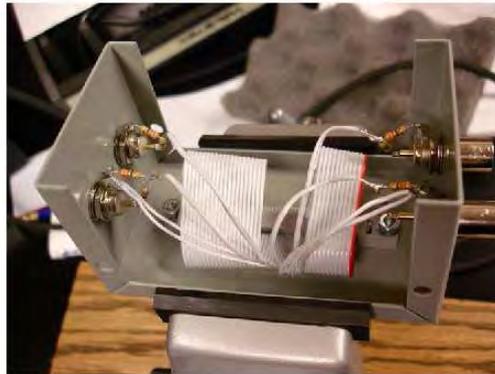


Figura A.2: El interior de la caja adaptadora

El tablero DE2 envía a la computadora un arreglo de 32 bits de ocho números, lo que representa los datos de 8 contadores diferentes. Los primeros 4 son cuentas individuales (Contador 0 - Contador 3), en orden: A, B, A' y B'. Los últimos cuatro son los recuentos de coincidencias (Contador 4 - Contador 7). Las coincidencias son determinadas por los ajustes en los interruptores SW0 - SW15 en el tablero DE2. Cada contador cuenta con cuatro interruptores para determinar que coincidencia cuenta, el Contador 4 usa los interruptores SW0-SW3, el Contador 5 utiliza SW4-SW7, etc; y cuando un interruptor se enciende lo hace también la correspondiente luz LED. Con este arreglo, cualquiera de estos 4 contadores puede determinar la combinación de coincidencias ya sean 2, 3 o 4 a la vez. La forma en que trabaja esto se ilustra en la Fig. A.3 .

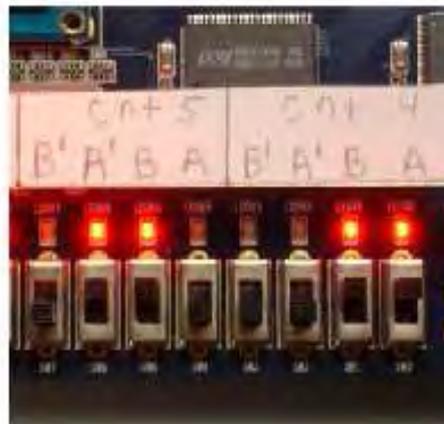


Figura A.3: Los interruptores determinan la coincidencia que es contada. En este caso el interruptor 4 contará las coincidencias de AB y el contador 5 las coincidencias de A'B.

La tabla de verdad para la operación de interruptores de 4 contadores es mostrada en la Tabla A.1 .

$SW0$	$SW1$	$SW2$	$SW3$	Coincidencia de Salidad
$A$	$B$	$A'$	$B'$	
0	0	0	0	Ninguna
0	0	0	1	$B'$
0	0	1	0	$A'$
0	0	1	1	$A'B'$
0	1	0	0	$B$
0	1	0	1	$BB'$
0	1	1	0	$BA'$
0	1	1	1	$BA'B'$
1	0	0	0	$A$
1	0	0	1	$AB'$
1	0	1	0	$AA'$
1	0	1	1	$AA'B'$
1	1	0	0	$AB$
1	1	0	1	$ABB'$
1	1	1	0	$ABA'$
1	1	1	1	$ABA'B'$

Cuadro A.1: La tabla de verdad muestra como los interruptores elegidos permiten tener que coincidencias serán contadas. Lo mismo es cierto para los interruptores  $SW4 - SW7$ .

El desempeño del DE2 permite el control de la reducción de los pulsos de entrada, es decir el control del tiempo de resolución de las coincidencias. Se hace usando los interruptores  $SW16$  y  $SW17$ . Se puede tener cuatro configuraciones posibles: una configuración pasa los impulsos procedentes del modulo contador de fotones individuales sin cambios (ambos interruptores apagados), mientras que los otros tres arreglos proporcionan diferentes cantidades de pulsos acortados.

Este sistema de conteo de coincidencias basado en la conversión de amplitud a tiempo, no sufre de problemas de tiempo muerto, que causan una saturación en el número de conteo de coincidencias detectado cuando es una tasa alta. Esto se puede observar en la Fig. A.4 para el CCU utilizado y uno modelo anterior.

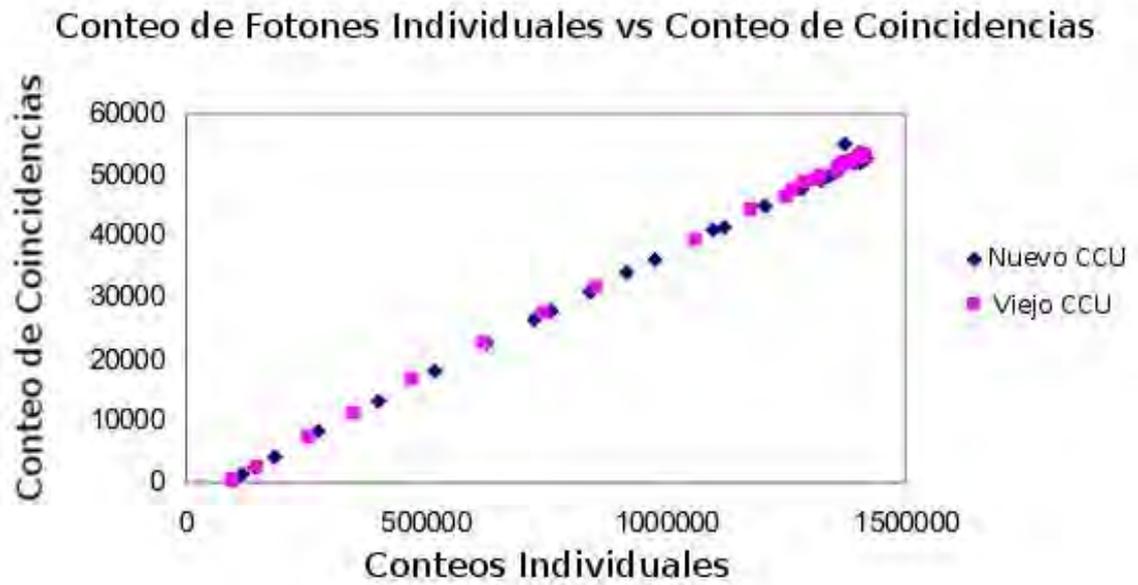


Figura A.4: El número de conteos de coincidencias vs el número de conteo de fotones individuales. El viejo (cuadros) y el nuevo (diamantes) CCU no se satura para un gran número de coincidencias

# Bibliografía

- [1] R. HANBURY BROWN AND R. Q. TWISS, CORRELATION BETWEEN PHOTONS IN TWO COHERENT BEAMS OF LIGHT, *Nature* **177**, 27-29 (1956).
- [2] SCHNEIDER, MARK B.; LAPUMA, INDHIRA, A SIMPLE EXPERIMENT FOR DISCUSSION OF QUANTUM INTERFERENCE AND WHICH-WAY MEASUREMENT; *American Journal of Physics*, **70**, 266-271 (2002).
- [3] T.L. DIMITROVA AND A. WEIS, “THE WAVE-PARTICLE DUALITY OF LIGHT: A DEMONSTRATION EXPERIMENT”, *Am. J. Phys.* **76**, pp 137-142 (2008).
- [4] T.L. DIMITROVA AND A. WEIS, “LECTURE DEMONSTRATIONS OF INTERFERENCE AND QUANTUM ERASING WITH SINGLE PHOTONS”, *Physica Scripta* **T135**, 014003, (2009).
- [5] T.L. DIMITROVA AND A. WEIS, “SINGLE PHOTON QUANTUM ERASING: A DEMONSTRATION EXPERIMENT”, *European Journal of Physics* **31(3)**, 625, (2010).
- [6] “COMPARING MEASUREMENTS OF  $g^{(2)}(0)$  PERFORMED WITH DIFFERENT COINCIDENCE DETECTION TECHNIQUES”, M. BECK, *J. Opt. Soc. Am.* **B24**, No. 12 December (2007).
- [7] P. GRANGIER, G. ROGER AND A. ASPECT, *Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter: A New Light on Single-Photon Interferences*, *Europhys. Lett.*, **1** (4), pp. 173-179 (1986).
- [8] A.B. U’REN, CH. SILBERHORN, J. BALL, K. BANASZEK E I. A. WALMSLEY CHARACTERIZATION OF THE NON-CLASSICAL NATURE OF CONDITIONALLY PREPARED SINGLE PHOTONS. *Physical Review A* **72**, 021802(R) (2005).
- [9] J. J. THORN, M. S. NEAL, V. W. DONATO, G. S. BERGREEN, R. E. DAVIES, AND M. BECK, “OBSERVING THE QUANTUM BEHAVIOR OF LIGHT IN AN UNDERGRADUATE LABORATORY”, *Am. J. Phys.* **72**, 1210-1219 (2004).
- [10] E. J. GÁLVEZ, C. H. HOLBROW, M.J. PYSHER, J. W. MARTIN, N. COURTEMANCHE, L. HEILIG and J. SPENCER, “INTERFERENCE WITH CORRELATED PHOTONS: FIVE QUANTUM MECHANICS EXPERIMENTS FOR UNDERGRADUATES”, *Am. J. Phys.* **73**, 127-140 (2005).

- [11] DAMIÁN SAN ROMÁN, *Estados anticorrelacionados de la luz*, Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM (2009) .
- [12] CHRISTOPHER C. GERRY, AND PETER L. NIGHT, “INTRODUCTORY QUANTUM OPTICS”, Cambridge University Press (2004).
- [13] MARK FOX “QUANTUM OPTICS AN INTRODUCTION”, Oxford University Press (2006).
- [14] “SINGLE-PHOTON WAVEFRONT-SPLITTING INTERFERENCE”, V. JACQUES, E. WU, T. TOURY, F.TREUSSART, A. ASPECT, P. GRANGIER, AND J.F. ROCH, Eur. Phys. J. D 35, 561565 (2005).
- [15] ”Measurement of bunching in a thermal light beam”, B.J. Morgan and L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 1012.
- [16] P.A.M. DIRAC, “THE PRINCIPLES ON QUANTUM MECHANICS”, 4 Ed. Clarendon Press (1981).
- [17] GUNNAR BJORK AND JONAS SODERHOLM, “THE DIRAC-NOTATION IN QUANTUM OPTICS”, buscar archivo *Dirac-notation-pm.pdf* en la página a <http://www.ict.kth.se/MAP/QEO/docs/>
- [18] EUGENE HECHT “ÓPTICA”, Addison Wesley Iberoamericana, Madrid (2000).
- [19] “STATISTICAL STUDY OF PHOTONS PRODUCED BY SPONTANEOUS PARAMETRIC DOWN-CONVERSION: PROOF OF THE PHOTONS EXISTENCE”, ADAME ARANA Y OMAR LEZAMA, MERGOLD LOVE, TALÍA PEDROZA MONTERO and JESÚS NAÍN, Laboratorio Avanzado 2012-2, Facultad de Ciencias UNAM.
- [20] “PRUEBA DE LA EXISTENCIA DEL FOTÓN”, RAMÍREZ MORALES FRANCISCO JAVIER, DELGADO AGUILLÓN, JESÚS ERASTO ORTIZ RICARDO, ENRIQUE ROMERO y ALONSO HERNÁNDEZ DANIEL, Curso: Introducción a la Mecánica Cuántica 2012-2, Facultad de Ciencias, UNAM.
- [21] “CARACTERIZACIÓN DE LA CORRELACIÓN DE FOTONES USANDO LA DENSIDAD ESPECTRAL DE ENERGÍAS”, EDNA M. HERNÁNDEZ, Tesis de Maestría, Facultad de Ciencias, UNAM (2011).
- [22] “PHOTON ANTIBUNCHING IN THE FLUORESCENCE OF INDIVIDUAL COLOR CENTERS IN DIAMOND”, ROSA BROURI, ALEXIOS BEVERATOS, JEAN-PHILIPPE POIZAT, AND PHILIPPE GRANGIER, Optics Letters, Vol. 25, Issue 17, pp. 1294-1296 (2000).
- [23] “MULTI-PHOTON QUANTUM INTERFERENCE”, OU, ZHE-YU JEFF, Springer (2007).
- [24] R. HANBURY BROWN AND R. Q. TWISS, Proc. Roy. Soc.(London) A 242, 300 (1957) y 243, 291 (1958).

- [25] "THE QUANTUM THEORY OF LIGHT", LOUDON, RODNEY(3rd edn). Oxford University Press, Oxford (2000).
- [26] "ULTRABRIGHT SOURCE OF POLARIZATION-ENTANGLED PHOTONS ", Paul G. Kwiat, Edo Waks, Andrew G. White, Ian Appelbaum, and Philippe H. Eberhard, Physical Review **A72**, R773 (1999).
- [27] J.A. Wheeler, in Quantum Theory and Measurements, J.A. Wheeler and W.H. Zurek, Eds. (Princeton Univ. Press, Princeton N.J. 1984), pp. 182-213.
- [28] N. Bohr, "Das Quantenpostulat und die neuere Entwicklung der Atomistik", Naturwiss., **16**, 245-257 (1928).