

Conteo de eventos y estadística de fotones.

DF / FCEyN / UBA

<http://www.df.uba.ar>

Laboratorio 5

13 de julio de 2016

Resumen

Los tubos fotomultiplicadores (PMT), los fotodiodos y los sensores de imagen CCD son comúnmente usados para detectar bajos niveles de luz. Estos detectores, en la mayoría de las aplicaciones, convierten luz en señales eléctricas analógicas (corriente o voltaje). Sin embargo, cuando el nivel de iluminación se vuelve suficientemente débil, de forma que los fotones incidentes son detectados como pulsos, el método de conteo de fotones usando un tubo fotomultiplicador es muy efectivo, siempre y cuando el valor medio de los intervalos temporales entre pulsos sea más largo que la resolución temporal del tubo fotomultiplicador. Esta práctica consiste en una serie de experimentos de conteo de fotones. Está diseñada para aprender técnicas de medición digitales, comprender el funcionamiento y características de los fotomultiplicadores, y para ilustrar la naturaleza probabilística del proceso de fotodetección, así como las fluctuaciones estadísticas de la luz. También se espera que se comprendan las capacidades que brinda la interacción entre instrumentos de medición de señales temporales y una computadora en cuanto a la sistematización y repetición de mediciones

1. Objetivos de la práctica

- Comprender los procesos de medición de flujos de luz extremadamente bajos,
- Conocer el potencial de la combinación osciloscopio-PC y aprender a automatizar mediciones,
- Familiarizarse con equipos de detección y conteo de eventos y aprender sus características y sus limitaciones,
- Trabajar con (al menos un) método de manejo de señales digitales,

- Distinguir distintos tipos de fuentes de luz según su estadística,
- Acercarse al manejo y las herramientas de estudio de procesos estadísticos.

2. Introducción

Un tubo fotomultiplicador consiste en un fotocátodo, un multiplicador de electrones, compuesto por varios dínodos, y un ánodo (figura 1). Cuando la luz entra al fotocátodo de un fotomultiplicador, éste emite electrones. Estos fotoelectrones son multiplicados por una emisión secundaria de electrones en los dínodos y finalmente colectada por el ánodo como pulsos de salida. En aplicaciones comunes, estos pulsos de salida no son tratados individualmente, sino como una corriente analógica creada a partir de una gran cantidad de estos pulsos, a esto se lo llama el modo analógico de funcionamiento. En este caso, una gran cantidad de fotones por unidad de tiempo inciden en el fotomultiplicador, y como resultado, los fotoelectrones son emitidos por el fotocátodo. Los fotoelectrones multiplicados por los dínodos son entonces recogidos en el ánodo como pulsos de salida. En este punto, cuando el intervalo temporal entre pulsos es más corto que el ancho de cada pulso, o el circuito eléctrico que porta la señal no es suficientemente rápido, los pulsos de salida se superponen entre sí y eventualmente se los puede ver como una corriente eléctrica con fluctuaciones de conocidas como *shot noise*.

Por el contrario, cuando la intensidad de luz es tan baja que los fotones incidentes están bien separados temporalmente, los pulsos de salida del ánodo también son discretos. El número de pulsos de salida guarda una proporción directa con la cantidad de luz incidente, y este método de conteo de pulsos tiene ventajas en la relación señal ruido y estabilidad respecto del modo analógico, en el cual se realiza un promedio de todos los pulsos. Esta técnica de conteo de pulsos se conoce como conteo de fotones. Y, ya que los pulsos detectados se someten a procesamiento binario o conteo digital, al método de conteo de fotones también se lo conoce como modo digital [2].

En un experimento de conteo de fotones, con iluminación muy tenue, cada pulso es identificado con la detección de un fotón en el fotocátodo, y se lo registra como una cuenta. Al registrar un gran número de cuentas (o al contar durante un período de tiempo repetidas veces), se puede obtener la estadística del número de fotones por unidad de tiempo, lo que da información sobre la naturaleza de la fuente de luz observada. Por ejemplo, una fuente clásica monocromática de luz, combinada con un detector perfecto, debería dar siempre la misma cantidad de cuentas en el mismo intervalo de tiempo. En un enfoque semiclásico, las cuentas surgen de la naturaleza cuántica de la

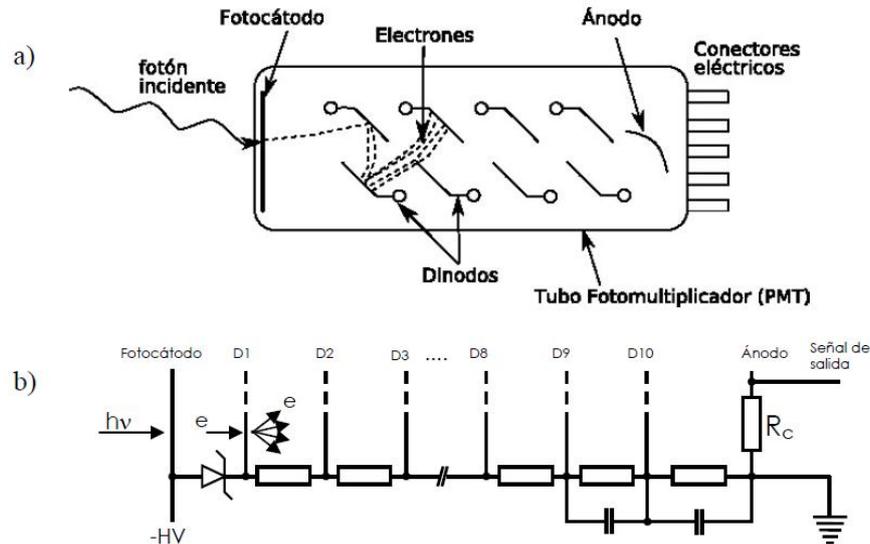


Figura 1: a) Disposición de los distintos componentes de un tubo fotomultiplicador b) Diagrama de conexiones eléctricas típicas para un fotomultiplicador como el 1P28 de Hamamatsu [1], que es el que se utiliza en esta práctica.

interacción entre la luz y el material del cátodo (efecto fotoeléctrico). Una fuente térmica, genera un campo fluctuante que implica una cantidad distinta de cuentas registradas en cada repetición del experimento, manifestando un comportamiento estadístico característico del carácter estocástico de las fuentes térmicas.

En esta práctica se propone estudiar todos los pasos involucrados en un experimento de conteo de fotones, desde el método de adquisición de datos hasta la caracterización estadística de una fuente luminosa, pasando por la caracterización de los instrumentos utilizados, distintos métodos de discriminación de pulsos, establecimiento de las condiciones de trabajo de estos últimos y la generación de fuentes de luz con distintas estadísticas.

Introducción a la teoría semiclásica de la detección óptica

Casi todos los detectores de uso práctico miden la intensidad de un haz de luz, no su campo eléctrico. Su operación se basa en la absorción de una parte del haz, cuya energía es convertida a una forma detectable. Los fotomultiplicadores no son la excepción. Para discutir cómo se detecta y qué se detecta de la luz, basamos la discusión en el fotomultiplicador, que como se dijo antes, convierte la intensidad óptica en pulsos de corriente eléctrica.

El fototubo se basa en el efecto fotoeléctrico, en el que la absorción de un fotón por un átomo excita un electrón desde un estado ligado a uno libre, en el que puede abandonar el átomo. El fototubo está diseñado para que este electrón produzca más electrones libres en un proceso de cascada, hasta que la corriente electrónica sea detectable. La detección de cada pulso corresponde a una fotocuenta, y al cantidad medida es la tasa de fotocuentas. Entonces, en la teoría semiclásica de la detección, donde el átomo es tratado en forma cuántica mientras que EL CAMPO ELECTROMAGNÉTICO es tratado EN FORMA CLÁSICA, el fototubo convierte una intensidad clásica continua y promediada en un ciclo $I(t)$ en una sucesión de fotocuentas discretas [3].

La tasa de ionización de los átomos del fotocátodo (y los dínodos) es proporcional a la densidad de energía óptica, o intensidad. El número m de fotocuentas producidas durante un tiempo de integración T da una medida de la intensidad óptica. Un experimento de fotoconteo típico consiste en una colección grande de mediciones sucesivas del número de fotocuentas en intervalos de tiempo similares, T . Los resultados se pueden expresar como una distribución de probabilidades $P_m(T)$, de ocurrencia de m fotocuentas durante el tiempo de observación T . El objetivo de las cuentas que siguen es determinar la relación de la distribución estadística de fotocuentas medida $P_m(T)$, con las propiedades estadísticas del haz de luz.

Para este desarrollo semiclásico, la única suposición necesaria es que la probabilidad $p(t)$ por unidad de tiempo de una fotoionización en el instante t es proporcional a la intensidad promediada en un ciclo de oscilación del campo $I(t)$, en ese instante. La probabilidad de que el haz de luz produzca una fotoionización, registrada como una única fotocuenta, durante el intervalo de tiempo entre t y $t + dt$ es entonces:

$$p(t)dt = \varepsilon I(t)dt, \quad (1)$$

donde la constante de proporcionalidad ε representa la eficiencia del detector.

No vamos a hacer toda la cuenta acá [4], pero siguiendo el razonamiento de arriba se llega a la llamada fórmula de Mandel [5], que dice que si se considera el período de tiempo entre t y $t + T$, y si $P_m(t, T)$ es la probabilidad de que m fotocuentas ocurran en ese intervalo de tiempo, la distribución que buscamos calcular, $P_m(T)$, se determina como un promedio de $P_m(t, T)$ sobre un gran número de instantes iniciales t :

$$P_m(T) = \left\langle \frac{[\varepsilon I(t, T)T]^m}{m!} \exp[-\varepsilon I(t, T)T] \right\rangle, \quad (2)$$

donde los corchetes marcan un promedio sobre varios instantes iniciales t ; o equivalentemente, un promedio estadístico sobre las fluctuaciones de

intensidad $I(t, T)$. La interpretación de $I(t, T)$ es la intensidad de luz media que incide sobre el fototubo durante el período de tiempo entre t y $t + T$. Es, justamente, la medida de las fluctuaciones de intensidad:

$$I(t, T) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} I(t') dt'. \quad (3)$$

El promedio estadístico de la expresión 2 es difícil de calcular en general, pero se puede hacer para algunos casos especiales simples, que se detallan a continuación.

Casos particulares

1. Onda clásica de amplitud estable: El más simple de todos los casos es el de una onda clásica y estable (un láser monomodo se aproxima a esta descripción), para la que la intensidad promediada en un ciclo tiene un valor I , independiente del tiempo. No hay fluctuaciones de intensidad, entonces por 3, $I(t, T) = I$ y la expresión 2 se transforma en:

$$P_m(T) = \frac{\langle m \rangle^m}{m!} e^{-\langle m \rangle}, \quad (4)$$

con un número medio de fotocuentas

$$\langle m \rangle = \varepsilon IT. \quad (5)$$

Esta es una distribución de Poisson, como las que se muestran en la figura 2 para tres valores de valor medio m . Esta estadística de fotocuentas es la misma que se encuentra en la emisión de partículas durante el decaimiento radiactivo de un isótopo de vida media larga, o en la llegada de gotas de lluvia en una precipitación constante (el sonido de las gotas sobre una chapa).

2. Experimentos con tiempo de integración largos: La forma de Poisson de la distribución de cuentas también aparece en experimentos con fuentes de luz de intensidad fluctuante, en los que el tiempo de integración T es mucho más largo que el tiempo característico de dichas fluctuaciones. La intensidad media en el período de medición, definida en 3, es independiente del instante inicial, y entonces no hay necesidad de hacer promedios en 2. El valor medio de cuentas está de nuevo dado por 5, donde I es ahora el promedio de intensidad a tiempos largos. La distribución de Poisson se aplica entonces a luz caótica cuando T es mucho mayor que el tiempo de coherencia o tiempo característico de la fuente, τ_c , de forma tal que las fluctuaciones de

intensidad son promediadas a un valor constante debido a la duración del experimento.

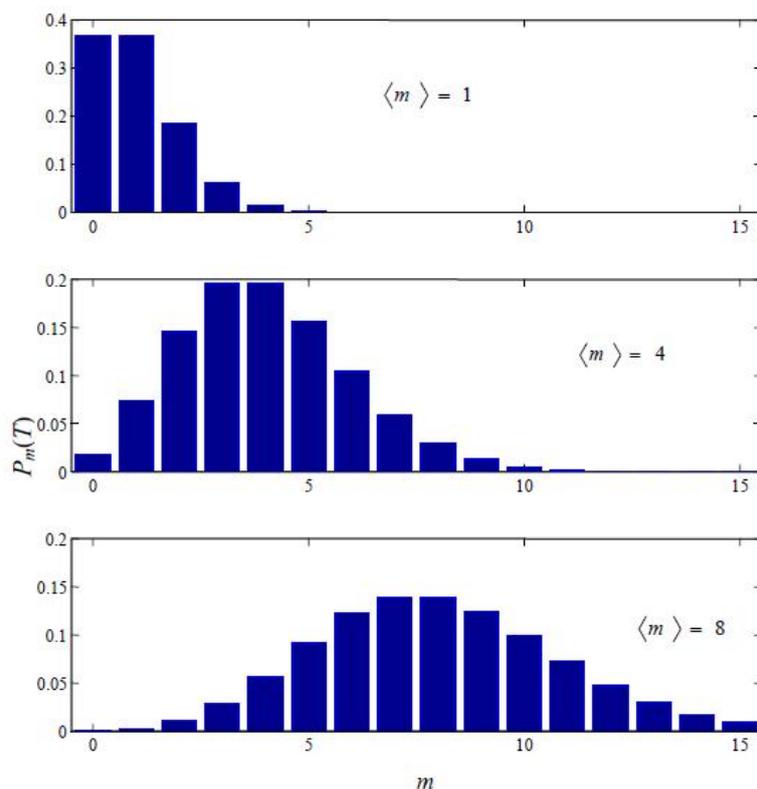


Figura 2: Distribución de Poisson para la probabilidad del número de fotones para luz coherente, para distintos números medio de fotones.

3. Luz caótica con espectro de frecuencias Gaussiano: La distribución de fotocuentas también se puede reescribir en forma compacta y simple para luz caótica, en la condición opuesta de un tiempo de integración que sea mucho más corto que el tiempo de coherencia. La intensidad “instantánea” $I(t, T)$ en este caso es esencialmente constante en el período T , y la ecuación 3 se reescribe:

$$I(t, T) = I(t) \text{ para } T \ll \tau_c. \quad (6)$$

Para luz caótica con estadística gaussiana, la probabilidad de que una medición instantánea del promedio de intensidad en un ciclo promedio esté entre $I(t)$ y $I(t) + dI(t)$ es $p[I(t)] dI(t)$, con

$$p[I(t)] = \frac{1}{I} \exp(-I(t)/I) \quad (7)$$

la distribución de probabilidades para la intensidad instantánea de luz caótica. Entonces para un haz de luz estacionario de luz caótica, el promedio 2 se puede calcular así:

$$P_m(T) = \frac{1}{I} \int_0^\infty \exp\left[-\frac{I(t)}{I}\right] \frac{[\varepsilon I(t)T]^m}{m!} \exp[-\varepsilon I(t)T] dI(t) = \frac{\langle m \rangle^m}{(1 + \langle m \rangle)^{(1+m)}}, \quad (8)$$

con $\langle m \rangle$ definido en 5. Estos casos especiales pueden ser recreados en el laboratorio, y uno de los objetivos de esta práctica es medir la estadística de distintas fuentes, esperando reconstruir las probabilidades calculadas para estos ejemplos. En la figura 3 se muestran distribuciones de probabilidad de número de fotones para una fuente caótica, para tres valores de número medio de fotones.

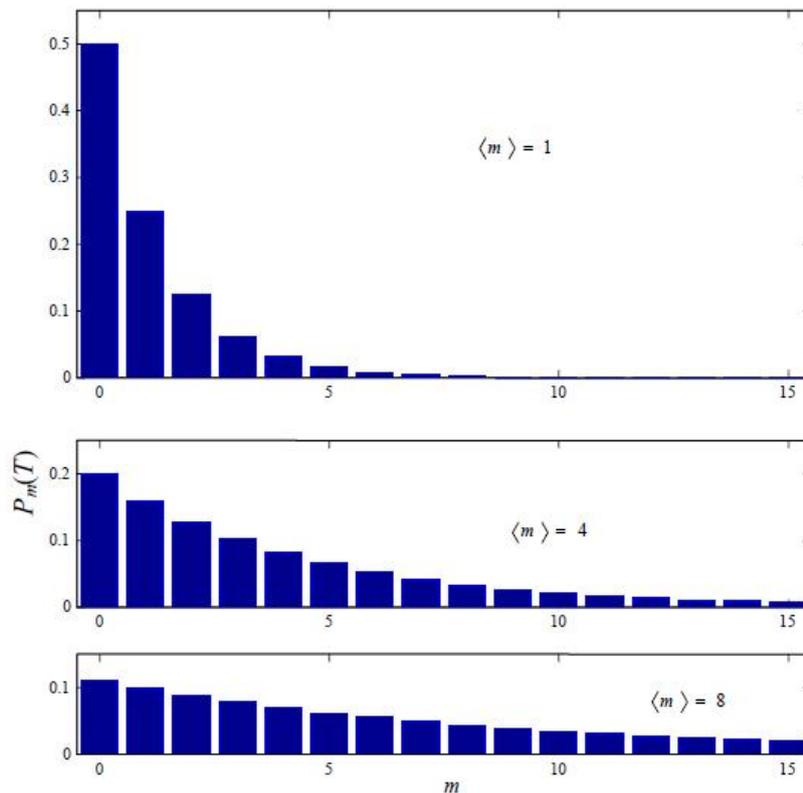


Figura 3: Distribuciones del número de fotones para una fuente térmica.

Luz caótica: construcción de una fuente de luz pseudo-térmica La distribución geométrica de fotocuentas para luz caótica con tiempos de

integración corta puede ser medida en un laboratorio, siempre y cuando se cuente con una fuente caótica de tiempo de coherencia suficientemente largo. Desafortunadamente, esto no es posible conseguirlo con fuentes térmicas reales, ya que sus tiempos son extremadamente cortos (usualmente menores al picosegundo) y los tiempos mínimos de detección están limitados por la electrónica del sistema de conteo. Sin embargo, se puede fabricar una fuente de luz pseudo-térmica [6], con las que se obtienen tiempos de coherencia del orden del milisegundo, adecuados para medir en las condiciones de $T \ll \tau_c$. Esto se consigue dispersando la luz de un láser sobre un grupo de centros dispersores distribuidos al azar en movimiento. Se puede hacer de dos formas distintas; una se basa en la dispersión de un haz láser sobre esferas plásticas de tamaño sub-microscópico suspendidas en un líquido; la otra, en la dispersión de un láser sobre un disco esmerilado rotante. En esta práctica se usa este último (¡pero también se puede experimentar con el otro esquema!).

El principio de funcionamiento del método del disco rotante es el siguiente: el haz incidiendo sobre el disco esmerilado genera un patrón de speckle debido a la coherencia espacial del láser de He-Ne. Dicho de otro modo, sobre un pinhole dispuesto a cierta distancia del disco, el campo que se que se observa es la superposición coherente de varias ondas “esféricas” generadas en cada uno de los centros dispersores, que tienen tamaño y posición aleatoria. El resultado es entonces una intensidad que varía abruptamente con la posición del punto de observación (esto es el *speckle*). Si el disco se traslada (rota) perpendicularmente al haz, el patrón de speckle cambia y la luz fluctúa. Se puede mostrar que para un diámetro de pinhole mucho más chico que el tamaño del grano de speckle, la intensidad de la luz detrás de esta abertura tiene fluctuaciones descritas por la misma fórmula que aquellas de luz térmica. La ventaja de este método es que uno puede controlar el tiempo de correlación τ_c en forma continua, variando la velocidad de rotación del disco.

3. Propuesta experimental

El dispositivo experimental que se utilizará en esta práctica se presenta en la figura 4. En el montaje, delante del láser aparecen dos polarizadores que se utilizan para regular la cantidad de luz que llega al fotomultiplicador. Este no debe ser iluminado con mucha intensidad pues es un elemento muy sensible. La lente convergente que aparece en el esquema permite cambiar el tamaño del haz sobre el disco. Y los dos pinholes están para limitar la cantidad de luz que llega al fototubo.

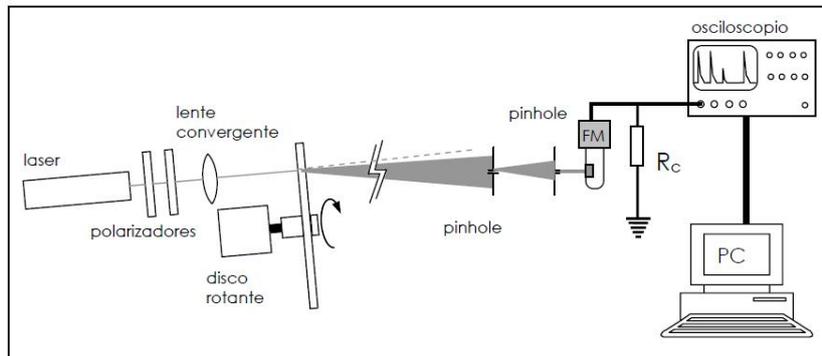


Figura 4: Esquema del dispositivo experimental.

El trabajo experimental de esta práctica se divide en varias fases. Las etapas son, cronológicamente las siguientes:

1. Familiarización, estudio y caracterización del fotomultiplicador. La idea es apreciar en el osciloscopio los distintos regímenes, el de conteo y el de corriente. Apreciar cómo cambia la señal en función de la resistencia de carga, la cantidad de luz incidente y la tensión de alimentación. Se puede comenzar con el disco quieto (esto produce una iluminación láser uniforme sobre el fotomultiplicador, lo que es equivalente a no tener ningún disco).
2. Adquisición de los datos en la PC. Existen dos opciones principales: osciloscopio o placa de adquisición. Sin embargo, los osciloscopios del laboratorio (Tektronix TDS1002) tienen una limitación importante al conectar vía USB a la PC: el tiempo mínimo que requiere la transferencia de una pantalla (2500 puntos) es de alrededor de 0.5 segundos. Esto hace que adquirir grandes cantidades de datos se torne una tarea larga, de varias horas en algunos casos. Una alternativa disponible en el laboratorio es utilizar una placa de adquisición (NI USB-6210) para la comunicación. Esta placa tiene un modo de adquisición continua a 250kHz. Como la resolución temporal es menor que el osciloscopio, será necesario acondicionar la señal del fotomultiplicador, para hacerla compatible con los tiempos y voltajes que la placa es capaz de detectar. Se propone en esta etapa investigar las distintas opciones de adquisición y acondicionamiento de la señal, para encontrar rangos aceptables para la medición.
3. Procesamiento de las señales. Para realizar conteo de eventos, es preciso definir qué es un evento, o sea traducir la respuesta digital del osciloscopio frente a una señal analógica del fotomultiplicador, a

eventos digitales que se puedan contar. En el programa de adquisición esto se realiza de una forma particular, antes de ver eso conviene hacerse una idea de cómo se podría hacer, en forma más o menos rápida y sistemática.

4. Selección de parámetros. Se propone estudiar cómo elegir la resistencia de carga, la tensión de alimentación, los distintos intervalos temporales y el valor de umbrales de discriminación a usar. Para esto es muy conveniente la lectura de las secciones 1 y 2 (y las siguientes también, claro) de la Nota técnica Photon Counting with photomultiplier tubes de Hamatsu [2], así como los trabajos de Koczyk et al [7] y Martinez Ricci et al [8].
5. Caracterización de la señal de oscuridad. Se puede ver ruido en el fotomultiplicador incluso en oscuridad total. Esto afecta la precisión del conteo y debe tenerse en cuenta. Se puede estimar el número de cuentas oscuras a partir del dato de la corriente de oscuridad de la hoja de datos del detector. Para eso hay que suponer que la carga total de un pulso es igual a la del electrón por la ganancia del fotomultiplicador. Hay que tener en cuenta el valor obtenido de cuentas de oscuridad para luego medir en regímenes de intensidad que no sean afectados por la cantidad de cuentas oscuras.
6. Montaje del aparato para generar luz caótica. Variando la velocidad del disco (para medir la velocidad se utiliza el photogate Pasco) se puede acceder a distintos tipos de estadística de luz. Estudiar la estadística de fotones, para distintos tiempo de integración. Es importante estudiar cómo seleccionar estos tiempos de integración (tener en cuenta el ancho de los pulsos).
7. Medición del tiempo de coherencia. El objetivo de esta parte de la práctica es determinar algún método para medir τ_c . Para ello pensar alguna forma de medir las fluctuaciones en la intensidad de la fuente pseudo térmica. Una manera es usando la función autocorrelación; leer y entender cómo funciona.
8. Estudiar la estadística de fotones, para distintos tiempos de integración (¿cómo los selecciona?), distintas velocidades del disco y condiciones de enfoque del haz sobre el disco rotante. ¿Qué pasa si las condiciones no son ni $T \ll \tau_c$ ni lo opuesto ($T \gg \tau_c$), sino algo intermedio? ¿Cómo es la estadística? ¿Se podría estimar la forma (hay que hacer promedios de 2 numéricamente, no)?

4. Preguntas

- ¿Qué rol tiene la resistencia de carga en el experimento?
- ¿Cómo elige la tensión de la fuente?
- ¿Cómo determina el umbral por encima del cual un pico de tensión se considera un fotón o cuenta?
- ¿Cómo elige el tiempo de integración T ? ¿Cómo varía de acuerdo a la estadística que se pretende encontrar?
- ¿Cómo se determina la frecuencia de cuentas oscuras?
- ¿Qué es el tiempo de coherencia? ¿Cómo lo determina? ¿Qué debe medir en esta parte del experimento? ¿Qué resistencia de carga y tiempo de integración T debe elegir?
- ¿Cómo se relacionan el tiempo de integración y velocidad del disco?
- ¿Qué pasa si las condiciones no son ni $T \ll \tau_c$ ni $T \gg \tau_c$? ¿Cómo es la estadística?

5. Seguridad

Se deberán tomar los recaudos del caso con la fuente de luz, ya que el láser de He-Ne es clase III. Precaución equivalente habrá que tener con la fuente de alta tensión, que pese a no ser capaz de entregar corrientes peligrosas requiere ser cuidadosos en su manejo. En lo que respecta al instrumental, los fotomultiplicadores son detectores muy sensibles que se pueden arruinar temporal o permanentemente si se los ilumina con luz intensa. El encendido inicial de estos detectores se tiene que hacer en presencia de un docente que verifique que la luz incidente en los detectores esté por debajo del límite. Además, es fácil dañar al fotomultiplicador en forma irreversible si se supera una tensión de alimentación máxima (consultar la hoja de datos del detector). Hay que tener mucho cuidado y prestar atención con los tipos de terminales de los cables de alta tensión que alimentan a los fotomultiplicadores, para no enchufarlos en cualquier otro lado.

Referencias

- [1] http://users.df.uba.ar/bragas/Labo5_1er2011/1P28.pdf hoja técnica del fotomultiplicador
- [2] http://users.df.uba.ar/bragas/Labo5_1er2011/PMT_photoncounting.pdf nota técnica – Conteo de fotones con tubos fotomultiplicadores

- [3] L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995), sección 14-4; R. Loudon, “The Quantum Theory of light”, Oxford Science Publications, 3rd ed. (Oxford, 2007), capítulo 6.
- [4] R. Loudon, *The Quantum Theory of light*, Oxford Science Publications, 3rd ed. (Oxford, 2007), capítulo 3, p. 117.
- [5] L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995), capítulo 9.
- [6] W. Martienssen and E. Spiller, *Am. J. Phys.* **32**, pp. 919-926 (1964).
- [7] P. Koczyk, P. Wiewiór, and C. Radzewicz, “Photon counting statistics - Undergraduate experiment”, *Am. J. Phys.* **63**, pp. 240-245 (1996).
- [8] M.L. Martinez Ricci, J. Mazzaferri, A.V. Bragas and O.E. Martinez, “Photon counting statistics using a digital oscilloscope”, *Am. J. Phys.* **75**, pp. 707-712 (2007).