

# Conteo de fotones de fuentes térmicas y pseudo-térmicas

Francisco Blanco  
fmblanco@live.com.ar

Juan Manuel Pérez Ipiña  
jmperezipinia@gmail.com

Sabrina Zacarías  
sabinamzacarias@gmail.com

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales - Universidad de Buenos Aires

5 de junio de 2015

## Resumen

*En este trabajo se describe una técnica digital de conteo de fotones que permite analizar la naturaleza estocástica de fuentes coherentes y pseudo-térmicas. En el caso de fuentes coherentes la frecuencia de emisión se ajustó por una distribución poissoniana. Para las fuentes caóticas se analizó su emisión para tiempos mayores y menores que su tiempo de coherencia. Para tiempos chicos los datos se ajustaron por una distribución de Bose-Einstein y para tiempos grandes, en cambio, se ajustaron por una distribución de Poisson. Los modelos propuestos ajustaron con confianza los datos obtenidos.*

## 1. Introducción

En este trabajo se muestra una técnica digital de conteo de fotones utilizando fuentes de luz coherente y fuentes pseudo-térmicas. Se denomina método digital al conteo con un fotomultiplicador y una fuente de intensidad muy baja, por lo que los fotones incidentes están bien separados temporalmente. De esta manera los pulsos registrados a la salida tienen una relación directa con la cantidad de fotones detectados. Esto muestra las ventajas de este método sobre el analógico, en el cual una gran cantidad de fotones entran por unidad de tiempo, es decir, que el ancho de los pulsos será más largo que el intervalo temporal entre ellos. Por lo tanto, los pulsos se superponen entre sí y debe hacerse un promedio sobre todos ellos, lo que no sucede con el modo digital.

Es de interés analizar la naturaleza estocástica de distintas fuentes de luz. Es decir, tanto para fuentes térmicas como pseudo-térmicas se desea estudiar la distribución estadística del número de fotones por unidad de tiempo. Para la fuente caótica, en particular, se estudian los regímenes anterior y posterior al tiempo de coherencia de dicha fuente (que puede ser controlado hasta cierto punto por el experimentador).

En la sección 1.1 se explica la teoría que será utilizada para modelar la estadística del conteo. Una descripción de la configuración experimental se puede ver en la sección 2 y los resultados de todos los experimentos son presentados en la sección 3.

### 1.1. Estadística de conteo

En la teoría semiclásica de la detección óptica, el fotomultiplicador (cuyo funcionamiento será explicado más adelante) convierte una intensidad clásica continua y promediada en un ciclo  $\hat{I}(t)$  en una sucesión de fotocuentas discretas. Asumiendo que la probabilidad  $p(t)$  por unidad de tiempo de tener una cuenta a tiempo  $t$  es proporcional a la intensidad  $\hat{I}(t)$ , la distribución de probabilidades  $P_n(T)$ , de ocurrencia de  $n$  fotocuentas durante un tiempo de observación  $T$ , viene dada por la fórmula de Mandel: [1] [2]

$$P_n(T) = \left\langle \frac{[\epsilon \hat{I}(t, T) T]^n}{n!} e^{-\epsilon \hat{I}(t, T) T} \right\rangle \quad (1)$$

donde los corchetes marcan un promedio sobre varios instantes iniciales  $t$ ,  $\epsilon$  es la eficiencia del detector e  $\hat{I}(t, T)$  es la intensidad de luz media

que incide sobre el fototubo durante el período de tiempo entre  $t$  y  $t + T$ .

$$\hat{I}(t, T) = \frac{1}{T} \int_0^{t+T} \hat{I}(t') dt' \quad (2)$$

Si  $p[\hat{I}(t)]d\hat{I}(t)$  es la probabilidad de que una medición instantánea del promedio de la intensidad en un ciclo esté entre  $\hat{I}(t)$  y  $\hat{I}(t)+d\hat{I}(t)$ , la ecuación 1 puede reescribirse como

$$P_n(T) = \int_0^\infty \frac{[\epsilon \hat{I}(t, T) T]^n}{n!} e^{-\epsilon \hat{I}(t, T) T} p[\hat{I}(t)] d\hat{I}(t) \quad (3)$$

El caso más simple, 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 la ecuación 2,  $\hat{I}(t, T) = I$ , y la expresión 1 se transforma en

$$P_n(T) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle} \quad (4)$$

donde  $\langle n \rangle$  es el número medio de fotocuentas

$$\langle n \rangle = \epsilon \hat{I} T \quad (5)$$

Para fuentes pseudo-térmicas, la ecuación 3 se puede simplificar según la relación entre  $T$  y el tiempo de coherencia o tiempo característico de la fuente  $T_c$ . La distribución de probabilidad para la intensidad instantánea en este caso viene dada por [3]

$$p[\hat{I}(t)] = \frac{1}{\hat{I}} e^{-\frac{\hat{I}(t)}{\hat{I}}} \quad (6)$$

Si el intervalo  $T$  es mucho más largo que  $T_c$ , existen muchas fluctuaciones, y la intensidad media (ecuación 2) se vuelve independiente del instante inicial.

La expresión de la ecuación 3 vuelve a ser una distribución de Poisson (ecuación 4).

Cuando  $T$  es mucho menor que  $T_c$ , se puede tomar la intensidad instantánea independiente del ancho del intervalo

$$\hat{I}(t, T) = \hat{I}(t) \quad (7)$$

y la expresión de la ecuación 3 pasa a ser una distribución de Bose-Einstein

$$P_n(T) = \frac{\langle n \rangle^n}{(1 + \langle n \rangle)^{1+n}} \quad (8)$$

## 1.2. Caracterización del fotomultiplicador

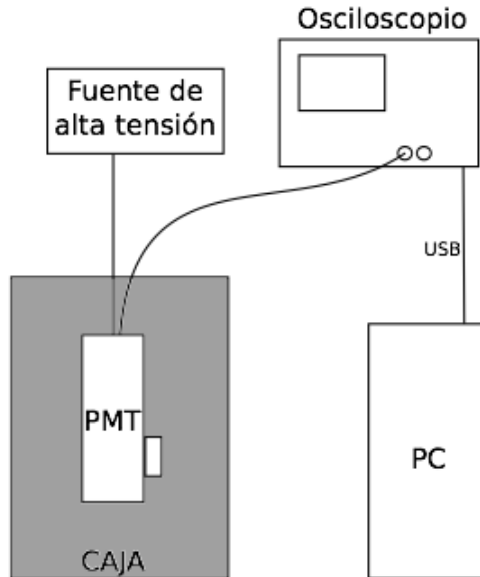
El PMT (*photomultiplier*) es un transductor que convierte luz en señales eléctricas analógicas. Consiste de un fotocátodo que emite electrones cuando es iluminado, un multiplicador de electrones compuesto por varios dínodos, y un ánodo que emite los pulsos de salida. La frecuencia de los pulsos depende de la intensidad de la luz incidente y de la eficiencia del fotocátodo; su amplitud depende de la tensión de alimentación y de la eficiencia del multiplicador.

Cuando sobre el PMT incide una gran cantidad de fotones por unidad de tiempo, los pulsos de salida se superponen y se los ve como una corriente eléctrica con fluctuaciones de intensidad. Éste es el modo analógico. Si la intensidad de luz es suficientemente baja, los fotones incidentes están bien separados temporalmente y los pulsos de salida son discretos, éste es el modo de conteo. Cada pulso se identifica con la detección de un fotón en el fotocátodo y se lo registra como una cuenta. Al registrar gran cantidad de cuentas se puede obtener la estadística del número de fotones por unidad de tiempo, lo que da información acerca de la naturaleza de la fuente.

## 2. Dispositivo experimental

Con el objetivo de detectar fotones en oscuridad dentro del PMT, se adquirió la señal emitida con el pinhole tapado, con lo cual es posible medir los fotones emitidos internamente del instrumento y el ruido electrónico, es decir, desprendimiento de electrones dentro del PMT que no fueron excitados por los fotones que se desean contar. El esquema experimental construido para esta ocasión puede observarse en la figura 1. Esta experiencia se realizó para poder tener en cuenta el efecto de este fenómeno en las próximas mediciones con el láser. Para esto sólo se utilizó un osciloscopio digital Tektronix

TDS1001, una fuente de alta tensión a 900 V y el PMT con el pinhole tapado. La ventana temporal elegida para realizar la medición (sobre la cual los pulsos están bien resueltos) es de  $25\mu s$ .

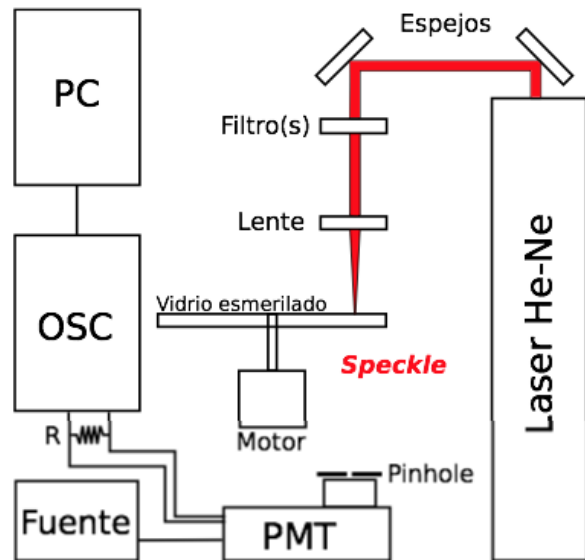


**Figura 1:** Esquema experimental montado para medir cuentas de oscuridad.

Una vez obtenida esta información, se procedió a montar el experimento (figura 2) para detectar los fotones emitidos por un láser de He-Ne Melles-Griot de  $0,5mW$ , que emite en una longitud de onda de  $632,8nm$ . Éste fue utilizado como la fuente de luz coherente del sistema. Se utilizaron dos espejos para alinear correctamente el láser y dos polarizadores para reducir la intensidad del haz. Para simular la fuente pseudo-térmica se utilizó una lente convergente para enfocar el haz sobre un punto del disco rotante (vidrio esmerilado) y una resistencia de carga  $R$  con la cual se controló la forma y el ancho de los pulsos. Esta configuración produce un patrón de speckle ('mancha') que luego es detectada por el fotomultiplicador. Al hacer rotar el disco, cambia la coherencia espacial del speckle, debido al uso del material esmerilado. De esta forma uno puede elegir el tiempo de coherencia de la fuente pseudo-térmica sólo ajustando la velocidad de rotación del disco.

La entrada de luz al fotomultiplicador (PMT)

Hamamatsu 1P28 se produce a través de un agujero (pinhole) que es lo suficientemente chico para evitar el conteo de fuentes no deseadas. También es importante porque reduce la intensidad del haz incidente y esto hace que los fotones estén bien separados temporalmente, lo que es necesario para la técnica digital de conteo de fotones individuales. El fotomultiplicador fue alimentado con una fuente de alta tensión de 900V, y su salida se conectó al osciloscopio, el cual fue conectado a la PC donde se realizó la adquisición de datos. Dicha adquisición consistió en la realización de distintos programas en MatLab para tomar las pantallas del osciloscopio y realizar los histogramas correspondientes.



**Figura 2:** Esquema experimental montado para contar fotones

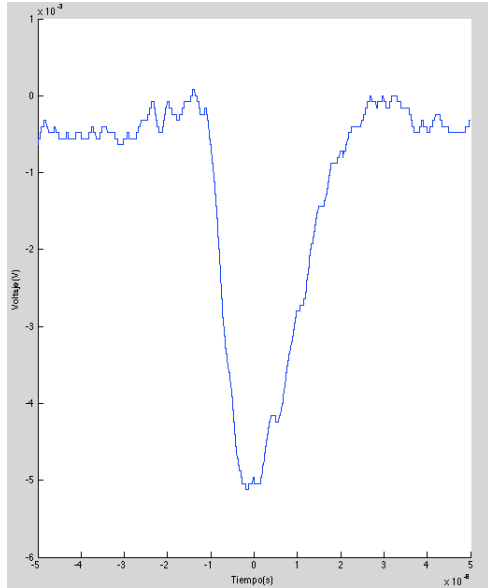
Todo el dispositivo fue encerrado en una caja para evitar la influencia de luz ambiente, por lo que también se trabajó con la luz apagada.

### 3. Resultados y análisis

#### 3.1. Cuentas oscuras

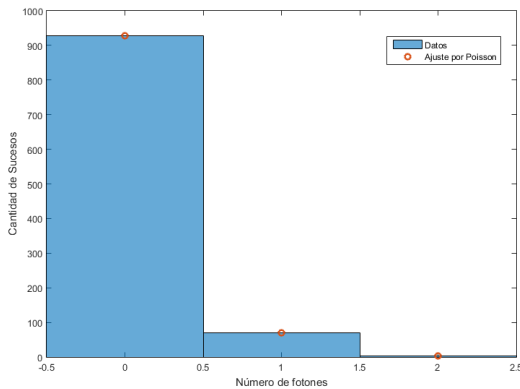
Como fue explicado en la sección anterior, primero se analizó la estadística de las cuentas oscuras dentro del PMT. Se eligió una resistencia de carga que llevara a una resolución óptima, es

decir, que los pulsos no fueran tan anchos que se superpusieran, pero tampoco tan angostos que no pudieran ser resueltos en el osciloscopio. Con una resistencia de  $R_c = 50\Omega$  la forma típica de un pulso se observa en la figura 3.



**Figura 3:** Pulso típico observado para cuentas oscuras

Se realizó un análisis estadístico de la señal detectada. Para esto se tomaron 1000 pantallas de  $25\mu s$  del osciloscopio. El histograma de dicha señal puede observarse en la figura 4.



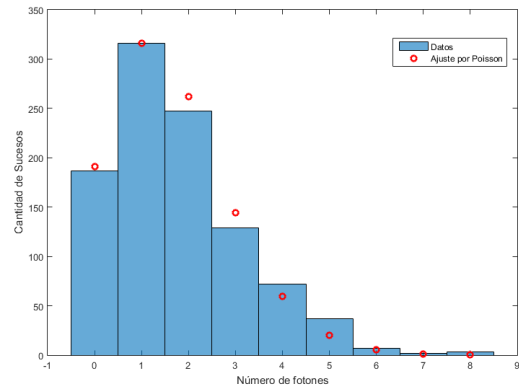
**Figura 4:** Histograma obtenido para las cuentas oscuras, con ajuste de Poisson

Como se observa en la figura, se ajustaron

los datos con una distribución de Poisson obteniéndose un  $R^2 = 0,99$  y un valor medio de  $\langle n \rangle = 0,31 \pm 0,03 \text{ cts/ms}$ . Al comparar con los demás experimentos se vió que esta estadística no influye apreciablemente en el conteo total.

### 3.2. Luz coherente

Se realizó esta experiencia utilizando solamente el láser y el PMT (es decir, sin la lente ni el disco), para analizar la estadística correspondiente a una fuente de luz coherente. Para esto se analizaron 2000 pantallas del osciloscopio de  $25\mu s$  cada una. El resultado del histograma correspondiente se observa en la figura 5.



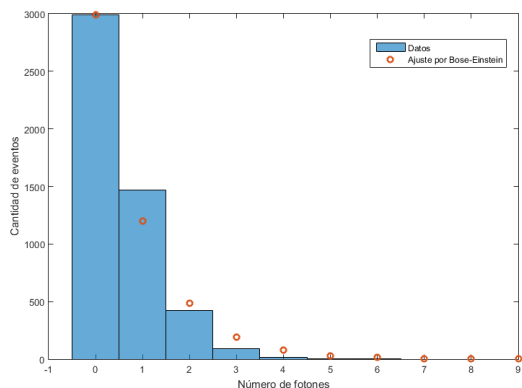
**Figura 5:** Histograma obtenido utilizando una fuente coherente, con ajuste por una distribución poissoniana.

Como se ve en la figura, se realizó un ajuste por una distribución de Poisson según la ecuación 4. El ajuste presentó un valor medio de  $\langle n \rangle = 0,75 \pm 0,04 \text{ cts}/\mu s$  con un  $R^2 = 0,996$ , por lo que se gana confianza en el modelo.

### 3.3. Tiempos cortos

Basándonos en los parámetros establecidos por el paper de M. L. Martínez Ricci, J. Mazzaferri, A. V. Bragas y O. E. Martínez [1], para estar en la condición  $t \ll T_c$  se debió hacer girar el disco lo más lento posible, obteniéndose una velocidad angular de  $0,244 \text{ Hz}$ . Se eligió utilizar una resistencia de carga de  $50 \Omega$  y pantallas de  $10\mu s$ . Debido a problemas de superposición de los pulsos en el sistema de adquisición

(es decir, problemas técnicos con el programa) se debió reducir considerablemente la intensidad del haz, por lo que se esperan bajos valores medios tanto para esta experiencia como para la de tiempos largos. Con estos parámetros se recolectaron 2000 pantallas del osciloscopio, y se hizo un histograma de los datos, como se puede ver en la figura 6



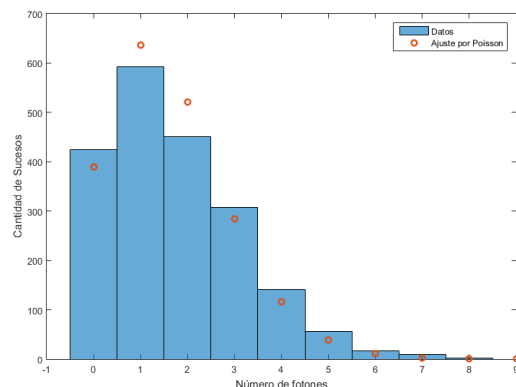
**Figura 6:** Histograma obtenido para la medición para tiempos menores al tiempo de coherencia. Se ajustaron los datos con una distribución de Bose-Einstein

Como se puede ver en la figura 6 se realizó un ajuste sobre el histograma según la ecuación 8 para estimar si la distribución se corresponde con la de Bose-Einstein. El ajuste devolvió un valor medio de  $\langle n \rangle = 0,067 \pm 0,004 \text{ cts}/\mu\text{s}$  y un  $R^2 = 0,99$  por lo que se tiene confianza en el modelo teórico, y en que se logró alcanzar la condición de  $T \ll T_c$ . De todas formas se realizó otro análisis en la sección que sigue para corroborar la validez de esta afirmación.

### 3.4. Tiempos largos

Por la misma razón que en el caso anterior, en este experimento se estimó que para estar en la condición  $t \gg T_c$ , la frecuencia debía estar en el orden de algunas decenas de Hz. En este caso, se alcanzó una velocidad angular de  $45 \text{ Hz}$  y se utilizó una resistencia de carga de  $1 \text{ k}\Omega$  con pantallas de  $500 \mu\text{s}$ . Nuevamente se tomaron 2000 pantallas del osciloscopio; el histograma correspondiente se observa en la figura

7



**Figura 7:** Histograma obtenido para la medición para tiempos mayores al tiempo de coherencia. Se ajustó por una distribución de Poisson.

Los datos fueron ajustados según la ecuación 4, obteniéndose  $\langle n \rangle = 3,44 \pm 0,06 \text{ cts}/\text{ms}$  y una confianza con un  $R^2 = 0,998$ , por lo que se estima que se pudo alcanzar la condición de  $t \gg T_c$  y que el modelo teórico ajusta los datos.

## 4. Conclusiones

Se analizó la detección de fotones con la entrada del fotomultiplicador tapada. Se vio que estas *cuentas oscuras* parecían seguir una distribución de Poisson, obteniéndose un  $R^2 = 0,99$ . Se llegó a la misma conclusión analizando la estadística del conteo para una fuente de luz coherente, ya que el ajuste por Poisson presentó un  $R^2 = 0,996$ .

Se estudiaron los dos regímenes determinados por el tiempo de coherencia de una fuente pseudo-térmica. Para tiempos menores a  $T_c$  se pudo ajustar con confianza ( $R^2 = 0,99$ ) por una distribución de Bose-Einstein. Para tiempos mayores a  $T_c$  se ajustó por una distribución de Poisson con una confianza dada por un  $R^2 = 0,998$ . Por la alta confianza de los ajustes se concluye entonces que se pudieron tanto alcanzar ambos regímenes de una fuente pseudo-térmica como analizar las estadísticas correspondientes.

## 5. Referencias

- [1] M. L. Martínez Ricci, J. Mazzaferri, A. V. Bragas y O. E. Martínez. *Photon counting statistics using a digital oscilloscope*, Am. J. Phys. 75, pp. 707-712 (2007)
- [2] P.Koczyk et al *Photon counting statistics- Undergraduate experiment*, Am. J. Phys, Vol. 64, No. 3, March 1996.
- [3] R. Loudon *The Quantum Theory of Light*, Oxford University Press, 3rd Edition, p 121, 2000.