

# Comportamiento temporal de las señales optogalvánicas producidas por pulsos largos

## Temporal behavior of optogalvanic signal obtained by long pulses

V. D'Accurso, F.A. Manzano

Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones (CEILAP)  
Instituto de Investigaciones Científicas y Técnicas de las Fuerzas Armadas (CITEFA) – CONICET  
La Salle 4397(B 1603 ALO), Villa Martelli, Pcia de Buenos Aires  
e-mail: fmanzano@citefa.gov.ar

Se presentan los resultados obtenidos a partir del análisis de las señales optogalvánicas registradas cuando se ilumina una descarga de cátodo hueco en Neón con pulsos luminosos emitidos por un diodo modulado en corriente.

La forma temporal de los pulsos luminosos es trapezoidal con un ancho a altura máxima de 700  $\mu$ s pudiendo variarse los tiempos de trepada y de caída entre 7 y 400  $\mu$ s. La emisión, filtrada espectralmente con un monocromador, está centrada en 626 nm con un ancho de 6 nm.

Las señales optogalvánicas presentan transitorios en el prendido y apagado del diodo cuyas amplitudes son dependientes de los tiempos de trepada y caída de los pulsos luminosos. Estos transitorios son debidos a la diferencia entre el tiempo de cambio en iluminación y los tiempos característicos de los procesos más relevantes que intervienen en la producción y destrucción de la población de la primera configuración excitada del Neón ( $1s_i$ ,  $2 \leq i \leq 5$ , notación de Paschen). Las señales experimentales son comparadas con las obtenidas teóricamente con un modelo basado en ecuaciones de balance lográndose un buen acuerdo.

*Palabras claves: Fotofísica, Láser, Descargas eléctricas, Efecto optogalvánico.*

The results from the analysis of optogalvanic signals when a hollow cathode discharge is irradiated with a current-modulated light-emitting-diode are presented in this work. The symmetrical light pulses have a duration at maximum height of 700  $\mu$ s and their risetime (or falltime) can be varied from 7  $\mu$ s to 400  $\mu$ s. The light emission was filtered with a monochromator obtaining a linewidth of 6 nm centered at 626 nm.

The optogalvanic signals shows transients in the beginning of the risetime and the falltime of light pulses and their amplitudes are dependent over the risetime (falltime) values. The transients are originated by the difference between the light pulses risetime and characteristic time of the population production and destruction processes of the first configuration of Neon ( $1s_i$ ,  $2 \leq i \leq 5$ , Paschen's notation).

The optogalvanic signals are compared with the results of a rate equation discharge model obtaining a good agreement.

*Keywords: Photophysics, Laser, Electrical discharges, Optogalvanic effect.*

### Introducción

En trabajos anteriores <sup>(1)</sup> hemos presentado un modelo detallado basado en ecuaciones de balance que permite describir correctamente las señales optogalvánicas (OG) producidas al irradiar el plasma generado por una descarga de luminiscencia negativa en una lámpara de cátodo hueco con pulsos láser cortos.

Debido a que la duración de los pulsos láser (ATAM = 6ns) era mucho menor que cualquiera de las tasas asociadas a los procesos relevantes que describen la descarga, se obtenía la respuesta impulsiva del sistema. En este caso las señales OG eran el resultado del efecto de todos los procesos que tienen lugar en el plasma al evolucionar las poblaciones de los niveles atómicos a los valores de estado estacionario.

Los procesos en la descarga ocurren en diversas escalas de tiempo, por lo que sería posible poner de relieve el efecto de algunos de ellos si se irradiara el plasma con pulsos luminosos de duración adecuada. Con esta motivación y para comprobar que es posible extender la validez del modelo mencionado a estos casos, en este

trabajo presentamos los resultados obtenidos al irradiar la descarga con pulsos luminosos largos.

El método experimental utilizado permitió variar en forma continua los tiempos de trepada y bajada de los pulsos y posibilita la puesta en evidencia del efecto de competencia entre los tiempos característicos de distintos procesos. Los registros son comparados con los obtenidos al calcular las señales utilizando el modelo.

### Dispositivo experimental

Con el arreglo experimental esquematizado en la Fig.1 se registran las señales OG producidas al iluminar una descarga de cátodo hueco en Neón con la radiación emitida por un diodo emisor de luz (LED). La corriente de alimentación del diodo es modulada en amplitud generándose pulsos de luz de igual amplitud máxima y con forma trapezoidal simétrica de 700  $\mu$ s de ancho a altura máxima y tiempos de trepada (bajada) variables entre 7 y 400  $\mu$ s. La duración a altura máxima de los pulsos luminosos fue elegida para asegurar alcanzar un nuevo estado estacionario de la corriente. Dicha

modulación es lograda a partir de un generador de funciones (G.F.) programable (Stanford Research Mod DS340) cuya salida controla el circuito de alimentación del diodo emisor. La frecuencia de repetición es fijada en 100 Hz para minimizar el calentamiento del LED.

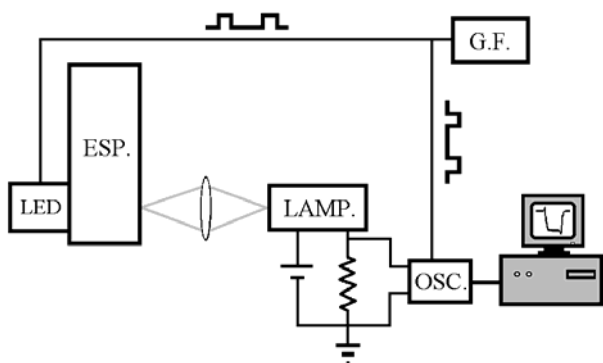


Figura 1. Arreglo experimental.

Dichos pulsos luminosos son filtrados espectralmente por un monocromador (ESP) obteniéndose radiación con un ancho espectral de  $\Delta\lambda = 6$  nm centrada en  $\lambda = 626$  nm lo cual asegura que sólo es excitada la transición  $1s_3 \rightarrow 2p_5$ . El haz obtenido es focalizado en el interior del cátodo de una lámpara de cátodo hueco construida en el laboratorio <sup>(2)</sup> que contiene 5 Torr de Neón de alta pureza.

Las variaciones de la corriente de sostenimiento de la descarga son obtenidas sobre una resistencia de 9,1 K $\Omega$ , promediadas con un osciloscopio Tektronix 560A (OSC) y procesadas en una computadora.

En la Fig.2 se muestran las señales OG obtenidas cuando el plasma es irradiado con los pulsos luminosos de distintos tiempos de trepada (bajada).

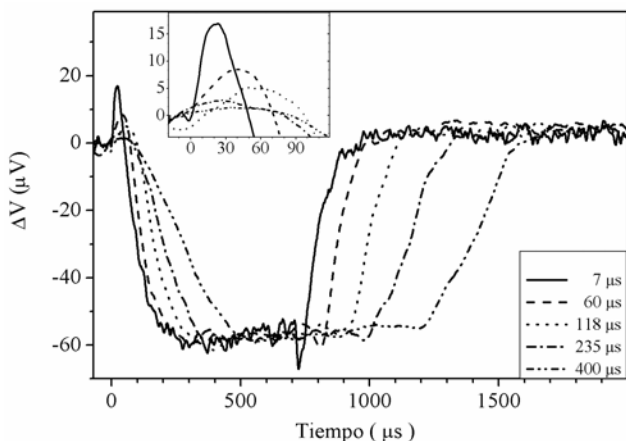


Figura 2. Señales OG obtenidas para pulsos luminosos con distintos tiempos de trepada (bajada). En el recuadro interno aparece una ampliación de los primeros 120  $\mu$ s.

Las señales OG presentan un transitorio inicial y un posterior decremento hasta alcanzar un nuevo valor de equilibrio correspondiente al plasma continuamente irradiado. En el momento en el cual comienza a decrecer la intensidad de la iluminación, se observa un decremento adicional evolucionado posteriormente para recuperar su valor inicial sin iluminación.

Del análisis de las señales OG surge que la amplitud de los transitorios disminuye a medida que se alargan los tiempos de trepada (ver ampliación de la Fig.2) y bajada

de los pulsos luminosos. Así mismo puede observarse en la Fig.3 que, para tiempos de trepada cortos, la evolución de la corriente no sigue la del pulso luminoso siendo gobernada por los tiempos característicos del plasma. Para tiempos de trepada superiores la evolución de la señal OG tiende a variar con la misma ley que la del pulso luminoso salvo un cierto retraso.

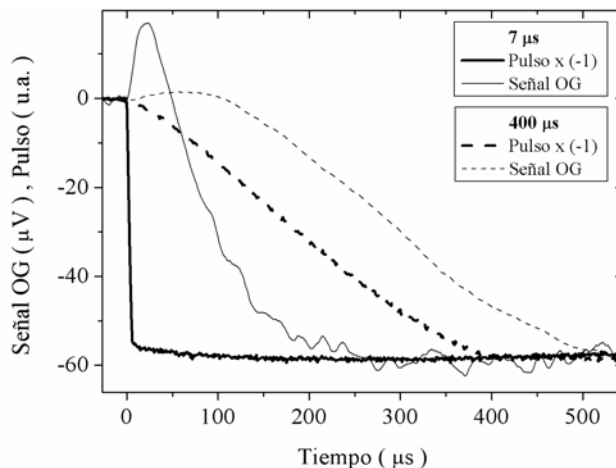


Figura 3. Ampliación de las señales OG para pulsos luminosos con tiempos de trepada de 7  $\mu$ s y 400  $\mu$ s.

### Discusión de los resultados

El átomo de Neón presenta 4 niveles en la primera configuración excitada ( $1s_i$   $2 < i < 5$  notación de Paschen) y 10 niveles en la segunda configuración ( $2p_j$   $1 < j < 10$ ).

En la primera configuración, el nivel  $1s_2$  y el nivel  $1s_4$  son niveles radiativos con un tiempo de vida corregido por atrapamiento de radiación de aproximadamente 1,3  $\mu$ s y 10  $\mu$ s para las condiciones de funcionamiento de nuestra descarga. La radiación emitida por estos niveles es de UV de vacío con  $\lambda = 74,6$  nm y 74,3 nm respectivamente, la cual produce fotoelectrones al iluminar la superficie interior del cátodo. Los niveles  $1s_3$  y  $1s_5$  son niveles metaestables y sus poblaciones son destruidas por lentos procesos difusivos ( $\sim 50$   $\mu$ s). Los niveles de la segunda configuración son niveles radiativos que decaen sobre los niveles de la primera configuración con tiempos de vida efectivo del orden de 50 ns <sup>(1)</sup>.

Durante la iluminación de la descarga, la población del nivel  $1s_3$  disminuye hasta alcanzar un nuevo estado estacionario cuando la intensidad luminosa es constante. A su vez, la población del nivel  $2p_5$  se incrementa con la misma ley de variación con la que varía la intensidad de bombeo alcanzando una población estacionaria ligeramente superior debido a su corto tiempo de vida. La mayor parte de la población bombeada a  $2p_5$  decae por fluorescencia a los niveles  $1s_i$  y el resto de la población es redistribuida entre los niveles vecinos  $2p_j$ , por colisiones con átomos en estado fundamental, las cuales a su vez decaen por fluorescencia a los niveles  $1s_i$ . Debido a que parte de la población bombeada del nivel metaestable  $1s_3$  decae en el nivel resonante  $1s_2$ , la población total de la primera configuración va disminuyendo respecto de la descarga sin iluminar hasta un nuevo estado de equilibrio.

Utilizando un modelo detallado de ecuaciones de balance para los átomos en la primera y segunda configuración, para la producción de iones y electrones

descrito en trabajos anteriores <sup>(1)</sup> se calculó la señal optogalvánica en las condiciones de este trabajo lográndose un buen acuerdo teórico-experimental.

En dicho modelo la ecuación de balance de las variaciones respecto del estado estacionario de la densidad de cargas  $\Delta Q$  se expresa como:

$$\frac{d(\Delta Q)}{dt} = \left( T \cdot \Delta S_3 + R \cdot \Delta S_3^2 + J \right) + E \cdot \Delta S_2 - D \cdot \Delta Q \quad (1)$$

≡ IC + FOT + DIF

donde:

$\Delta S_i$  representan las variaciones respecto del estado estacionario de las poblaciones de los niveles  $1s_i$ .

T representa la suma de los coeficientes de ionización de átomos en  $1s_3$  por impacto electrónico y por colisiones con átomos en la primera configuración excitada distintos a  $1s_3$ .

R representa el coeficiente de ionización por colisiones entre átomos en  $1s_3$ .

J representa la contribución a la corriente por procesos colisionales de los átomos en estados distintos a  $1s_3$ .

E representa la probabilidad de producción de electrones por efecto fotoeléctrico debido a la fluorescencia del nivel  $1s_2$ .

D es el coeficiente de difusión ambipolar de cargas.

Debe observarse que la ecuación (1) es proporcional a derivada de la corriente y por ende a la señal OG.

En la ecuación (1) no se considera el aporte de la ionización desde los niveles  $2p_j$  debido a que la población de éstos niveles se aparta poco de los valores iniciales en razón de sus cortos tiempos de vida. Así mismo se desprecia el aporte debido al efecto fotoeléctrico producido por el decaimiento radiativo del nivel  $1s_4$  frente al producido por el decaimiento del nivel  $1s_2$  porque su tiempo de vida corregido es diez veces más grande.

El término IC agrupa los aportes por ionización colisional y los términos FOT y DIF son el aporte por efecto fotoeléctrico y difusión de cargas respectivamente. Estos tres términos tienen tiempos característicos distintos. El término FOT es el más rápido debido al corto tiempo de vida del nivel  $1s_2$  y el término DIF el más lento y se opone a los cambios en la densidad de cargas.

En las Fig.4 y 5 se muestran las evoluciones, respecto del estado sin irradiar, de los términos de la ecuación (1) para dos tiempos de trepada de la excitación luminosa ( $\tau=10 \mu s$  y  $\tau=200 \mu s$ ) junto a la forma del pulso luminoso. La curva relacionada al término IC es mostrada en forma invertida para facilitar la comparación de su amplitud con la del término FOT y DIF.

Independientemente de los tiempos de trepada del pulso luminoso, el aporte del término IC se reduce respecto del estado sin irradiar debido fundamentalmente a la disminución de la población de  $1s_3$ , mientras que el FOT aumenta por el aumento de la población de  $1s_2$ .

En las primeras decenas de microsegundos y para todo tiempo de trepada, la amplitud del término FOT aumenta a un ritmo mayor que los decrementos de IC y DIF debido a la diferencia de los tiempos característicos entre los tres términos de la ecuación (1) dando como resultado  $d(\Delta Q)/dt > 0$  y por ende un crecimiento inicial de la señal

OG. En este intervalo de tiempo, el pulso luminoso con trepada de  $10 \mu s$  alcanza su intensidad máxima mientras que para pulsos con trepadas más largas la intensidad alcanzada es menor. Por este motivo iluminaciones de lento crecimiento producen variaciones menores de las poblaciones de  $1s_2$  y  $1s_3$  y en consecuencia un valor inferior de  $d(\Delta Q)/dt$  lo cual origina un transitorio de menor amplitud. Esta afirmación está basada en el hecho que en el intervalo considerado la relación  $\Delta s_2 / \Delta s_3$  es constante e independiente de la intensidad de iluminación.

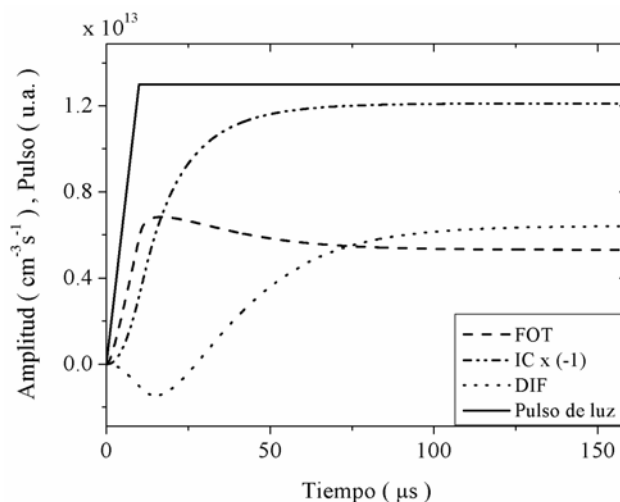


Figura 4. Cálculo de las evoluciones de las amplitudes de FOT, IC y DIF para un pulso luminoso de tiempo de trepada de  $10 \mu s$ .

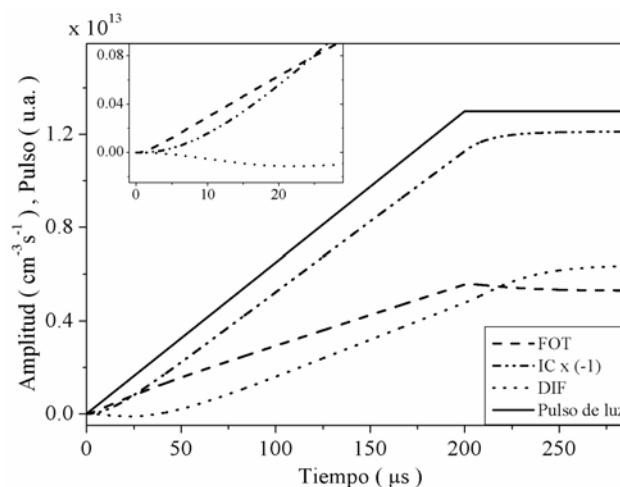


Figura 5. Cálculo de las evoluciones de las amplitudes de FOT, IC y DIF para un pulso luminoso con tiempo de trepada de  $200 \mu s$ . El recuadro interno es una ampliación de los primeros  $30 \mu s$ .

La Fig.6 se puede observar la variación teórica y experimental de la amplitud de los transitorios en función del tiempo de trepada de los pulsos luminosos mostrando una buena concordancia entre las predicciones del modelo y los datos experimentales.

Posteriormente, para tiempos superiores a las decenas de microsegundos, la población total de la primera configuración continúa disminuyendo y el aporte de FOT no alcanza a compensar el menor aporte de IC. Esto da como resultado que en tiempos largos  $d(\Delta Q)/dt < 0$  y por ende la corriente disminuye respecto del valor estacionario inicial. Este comportamiento continúa hasta

alcanzar una situación de equilibrio entre las poblaciones de los niveles atómicos con la descarga continuamente irradiada, estableciéndose un nuevo valor estacionario para la corriente de sostenimiento.

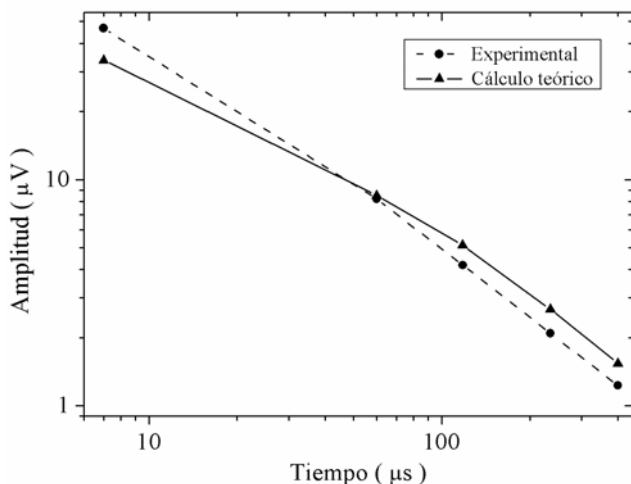


Figura 6. Variación teórica y experimental de la amplitud de los transitorios en función del tiempo de trepada del pulso luminoso.

Cuando la intensidad de la iluminación comienza a decrecer el sistema reacciona con una dinámica similar pero con una respuesta opuesta a la del momento de encendido del pulso luminoso. La disminución en la amplitud de la excitación se refleja mucho más rápido en el término FOT que en la recuperación de IC, debido a la lenta recuperación de la población total de la primera configuración, y que en la difusión de cargas dando un  $d(\Delta Q)/dt < 0$  o sea un decremento adicional de la corriente. Finalmente la corriente evoluciona hasta llegar al valor correspondiente a la descarga sin iluminar.

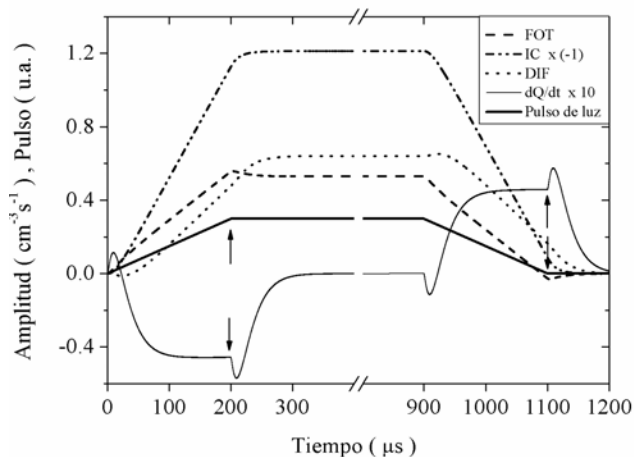


Figura 7. Evoluciones de las amplitudes de FOT, IC, DIF y su suma para pulso luminoso tiempo de trepada de 200µs. Las flechas indican el instante en el que la intensidad luminosa comienza a ser constante.

En la Fig.7 se muestran las evoluciones, durante un pulso completo, de los términos de la ec. (1) y la suma de ellos la cual representa la derivada de la señal OG. Como puede observarse, además de los transitorios que aparecen en los instantes en los que el pulso luminoso comienza a crecer y a decrecer ( $t = 0 \mu s$  y  $t = 900 \mu s$ ), se predice la existencia de un cambio en el ritmo de variación de la OG

en el instante en que la intensidad luminosa comienza a ser constante ( $t = 200 \mu s$  y  $t = 1100 \mu s$ ). Este comportamiento surge de la diferente respuesta al cambio en la excitación luminosa de las poblaciones de  $1s_2$  y  $1s_3$  cuyas evoluciones están gobernadas por fluorescencia ( $\tau \sim 1,3 \mu s$ ) y por difusión de un estado metaestable ( $\tau \sim 50 \mu s$ ) respectivamente.

En la Fig.8 se muestra el registro experimental de la señal OG logrado con un pulso luminoso de 235 µs de tiempo de trepada donde se aprecia la aparición de dicha discontinuidad.

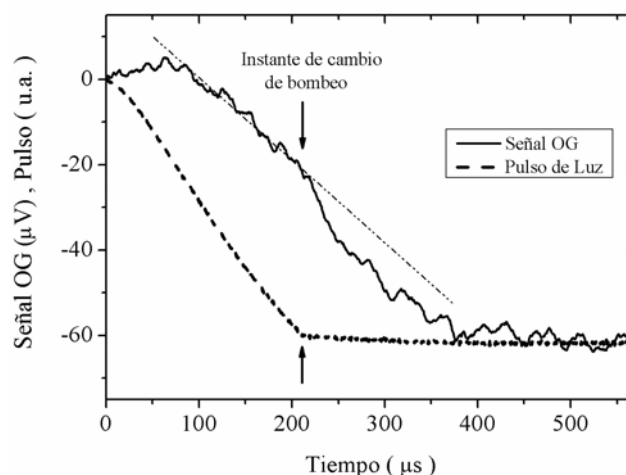


Figura 8. Señal OG experimental y forma del pulso luminoso.

## Conclusiones

Se ha demostrado que las señales optogalvánicas obtenidas al irradiar con pulsos de centenas de µs de duración presentarán un transitorio en los instantes en que el pulso luminoso comienza a crecer y a decrecer.

La amplitud de estos transitorios son afectadas por la tasa de excitación luminosa y está relacionada primordialmente con la dinámica de la variación de las poblaciones de  $1s_2$  y  $1s_3$ . La amplitud de los transitorios es más importante cuanto mayor es la tasa de variación de la intensidad de los pulsos luminosos.

Se predijo la aparición de una discontinuidad en la evolución de la corriente en el instante en que la intensidad luminosa comienza a ser constante que fue detectada experimentalmente.

## Referencias

- 1 - Influence of the neon  $1s$  configuration on the optogalvanic effect at the 594.5 nm ( $1s_5-2p_4$ ) and 585.2 nm ( $1s_2-2p_1$ ) lines. V.B.Slezak, V.D'Accurso and F.A.Manzano, J. Opt. Soc. Am. B **13** (1996)2701-2707.
- 2 - Estudios del efecto optogalvánico en una lámpara de cátodo hueco. V.D'Accurso y F. Manzano. Anales AFA **9** (1997) 68-71.