

Descripción de un método para la determinación de tiempos de fluorescencia en el rango de los nanosegundos

A.R. Libertun[§], M.C. Marconi^{**}

LABORATORIO DE ELECTRÓNICA CUÁNTICA - DEPARTAMENTO DE FÍSICA - FCEyN-UBA (UNIVERSIDAD NACIONAL DE BUENOS AIRES)
DEPARTAMENTO DE FÍSICA - PABELLÓN I - CIUDAD UNIVERSITARIA - (1428) BUENOS AIRES - ARGENTINA
e-mail: libertun@df.uba.ar

Se presenta un modelo simple de la técnica del boxcar óptico estroboscópico. La técnica, usada en el estudio de pulsos de luz repetitivos del orden de los nanosegundos, está basada en la modificación del circuito de polarización habitual de un fotomultiplicador. La polarización se genera mediante el uso de una onda viajera inyectada en una línea de retardo que conecta los dinodos del fotomultiplicador. La diferencia de potencial transitoria creada entre dos dinodos adyacentes genera una "ventana" temporal de detección cuya duración depende del tiempo de vuelo de los electrones (t_e) dentro del fotomultiplicador y del tiempo de tránsito (t_d) del pulso entre dinodos adyacentes. Desplazando la ventana respecto de la señal que se desea estudiar, se puede reconstruir la forma del pulso de luz, y estudiar la variación de la intensidad en función del tiempo. Se muestra también un montaje experimental para la aplicación de la técnica al estudio de fluorescencia resuelta en el tiempo.

A simple model of the stroboscopic optical boxcar technique is presented. This technique used for repetitive nanoseconds light pulses studies is based on a modified PMT polarizer circuit. Polarization is generated using a traveling wave injected in a delay line connecting the dynodes. The transient voltage difference created between two adjacent dynodes generates an amplification "gate", that depends on the electron transit time (t_e) and the delay time (t_d) produced by the delay line. Moving this gate along the signal permits to reconstruct and study the light pulse shape. An experimental setup for studying time resolved fluorescence with this technique is also described

Introducción

La técnica estroboscópica puede ser utilizada para el registro de señales repetibles y de corta duración. En este trabajo la técnica será aplicada al estudio de fluorescencia resuelta en el tiempo⁽¹⁾ en el rango de los nanosegundos, de sustancias fluorescentes excitadas con un láser de Nd-YAG pulsado.

Esta técnica consiste en medir la intensidad de la señal luminosa durante un lapso de tiempo mucho menor que la duración del pulso. Este lapso de tiempo se lo denomina "ventana de detección" (Figura 1) y es disparada por un gatillo coordinado con el pulso en estudio. Para sucesivas series de disparos, se desplaza la ventana de detección a lo largo de la señal que se desea estudiar, registrando la intensidad de la señal medida y la posición del intervalo de medición respecto del comienzo del pulso en estudio. Con esta información se reconstruye la forma de los pulsos.

Una ventana de muy corta duración permite reconstruir con más precisión la forma del pulso, pero reduce la señal en el detector. Si en cambio, la ventana es más larga la señal aumenta, pero disminuye la precisión de la reconstrucción del pulso.

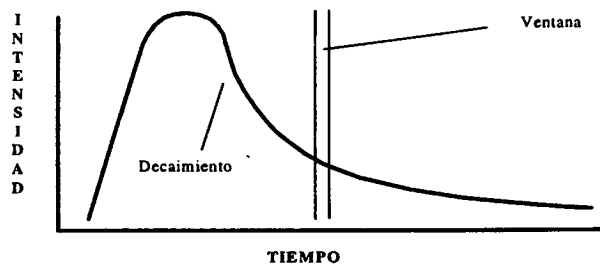


Figura 1: Ventana de detección en la técnica estroboscópica.

Otro parámetro que afecta la exactitud de la técnica es el paso del desplazamiento de la ventana.

[§] Becario UBA.

^{**} Investigador del CONICET.

Con uno muy grande quedan partes de la señal no cubiertas por las mediciones. Como consecuencia, en esas zonas sin información, habrá que interpolar. En cambio, con un paso muy corto las ventanas se solapan, obteniéndose información redundante y alargándose innecesariamente el proceso de medición.

Modelo del boxcar óptico⁽²⁾:

En el método del boxcar óptico, la implementación de la técnica estroboscópica se realiza generando la ventana de detección en un fotomultiplicador. Esto se logra modificando la forma habitual de polarizar los dinodos. En vez de polarizarlos con una diferencia de potencial constante, se inyecta un pulso de tensión que viaja por una línea de retardo que conecta los dinodos (Figura 2). La diferencia de potencial transitoria creada entre dos dinodos adyacentes es la que genera la ventana de detección.

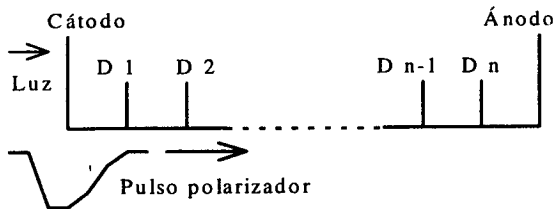


Figura 2: Polarización del fotomultiplicador.

La duración de esta ventana depende, para un pulso de tensión de pico determinada, del tiempo de vuelo (t_v) entre dinodos de los electrones dentro del fotomultiplicador y del tiempo de tránsito (t_t) del pulso entre dinodos adyacentes.

La polarización apropiada del fotocátodo respecto del primer dinodo, se produce mientras el potencial en el cátodo, debida al pulso de tensión, es menor que en el primer dinodo. La variación de tensión en el cátodo y en los dinodos siguientes es la misma, pero retrasada debido al tiempo que le lleva llegar de un dinodo a otro por la línea de retardo (Figura 3).

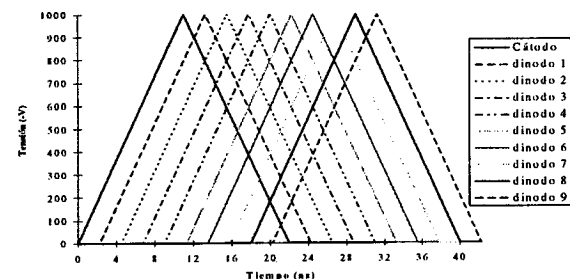


Figura 3: Tensión en los dinodos.

Al pasar el pulso de tensión entre el fotocátodo y el primer dinodo, la diferencia de potencial entre ambos primero crecerá y luego disminuirá, revirtiéndose finalmente la polaridad. Algo similar ocurrirá en las siguientes etapas amplificadoras del fotomultiplicador. De esta manera,

lo que se produce es una "ventana de polarización" directa de los dinodos que se va desplazando a medida que el pulso de tensión recorre la línea de retardo (Figura 4).

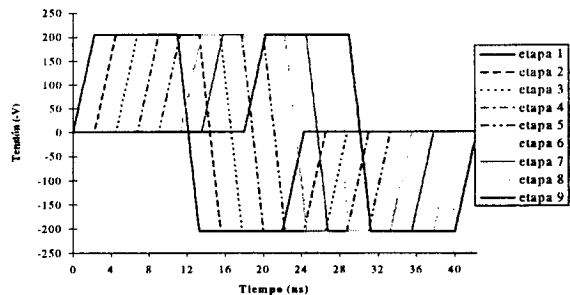


Figura 4: Ventanas de polarización en las distintas etapas.

La polarización directa de los dinodos provoca que los electrones fotoinducidos (fotoelectrones) se desplacen de dinodo en dinodo hasta llegar al ánodo. Los fotoelectrones eyectados por el fotocátodo son acelerados hacia el primer dinodo durante el lapso en que la diferencia de potencial es favorable. Estos fotoelectrones tardan un tiempo de vuelo (t_v) en llegar al primer dinodo, que puede estar o no polarizado respecto del segundo. Según la relación que haya entre t_v y el tiempo de tránsito entre dinodos del pulso polarizador (t_t), los fotoelectrones que llegan al primer dinodo mientras está polarizado respecto al segundo, encuentran una diferencia de potencial que los acelera hacia el tercer dinodo. Los que llegan antes o después de esa ventana de tensión, se pierden. Lo mismo ocurre en las siguientes etapas amplificadoras del fotomultiplicador. Finalmente, luego de la última etapa amplificadora, se obtiene una ventana efectiva de detección (τ_n) que depende del número de etapas (n), de t_v y de t_t .

La dependencia funcional de τ_n hallada para un pulso con tiempo de trepada T , es la que se muestra en la Ecuación (1). En la deducción se aproximó la diferencia de tensión entre dinodos contiguos por un intervalo de tensión tipo escalón, de duración $T-t_t$ y de valor Et_t/T activado, para la etapa n -ésima de amplificación, entre los tiempos nt_t y $T+(n-1)t_t$ (aproximación del escalón de tensión).

$$\tau_n = \begin{cases} T-(n-1)t_v+(n-2)t_t & t_t \leq t_v \\ T+(n-1)t_v-nt_t & t_t > t_v \end{cases} \quad (1)$$

El tiempo de vuelo está dado por la Ecuación (2), expresada, para un pulso de tensión de pico E y un tiempo de trepada T dados, en función de la distancia promedio entre dinodos (d) y el tiempo de tránsito del pulso.

$$t_v = \sqrt{\frac{2me}{e}} \times d \times \sqrt{\frac{T}{Et_t}} \quad (2)$$

En la Figura 5 se puede ver el gráfico de la duración de la ventana en función del tiempo de tránsito realizado para el caso particular de un

fotomultiplicador 1P28 de Hamamatsu ($n=9$, $d \sim 7,24\text{mm}$) alimentado con un pulso de -1000V de tensión pico y tiempo de trepada $T=11\text{ns}$. La distancia entre dinodos se estimó a partir de las especificaciones del catálogo del fotomultiplicador⁽³⁾.



Figura 5: Duración de la ventana de detección.

El máximo ocurre para $t_t = t_v$, que es cuando la ventana de tensión y los electrones se mueven a igual velocidad. Para $t_t < t_v$, la ventana de tensión se adelanta respecto de la nube electrónica seleccionando sólo los electrones más rápidos. En esta región la aproximación del escalón de tensión no es muy buena, debido a que se está despreciando los electrones emitidos antes del período de máxima diferencia de tensión. Si bien estos viajan con una velocidad media menor, igual llegan al siguiente dinodo en el lapso en que éste está apropiadamente polarizado.

Cuando $t_t > t_v$, se seleccionan los electrones más lentos de la nube. En esta región la aproximación del escalón de tensión sí es buena, porque los electrones que salen del dinodo después del intervalo de máxima tensión, además de haber salido más tarde, viajan más lentamente y por lo tanto se puede despreciar su contribución a la señal.

Con esta técnica, la ganancia del fototubo también se ve modificada. Cuando la polarización de los dinodos del fototubo es estática, la ganancia total (μ) es el producto de la ganancias de cada etapa (δ). Éstas son proporcionales a la tensión entre dinodos, elevada a un coeficiente característico de los dinodos (V^α). α está determinada por el material y la geometría de los dinodos y toma valores entre 0,7 y 0,8⁽³⁾. La ganancia total, para n etapas amplificadoras se puede poner entonces de la siguiente manera

$$\mu = \delta^n = \mu_{tip} \left(\frac{V}{V_{tip}} \right)^{n\alpha} \quad (3)$$

donde μ_{tip} es una ganancia típica del fotomultiplicador y V_{tip} es la tensión típica entre dinodos adyacentes (100V).

La ganancia total para el caso dinámico ($G(t_t)$), es definida como la razón entre el número de electrones emitidos por el cátodo y el de electrones que llegan al ánodo. Ésta se modifica respecto del caso estático (ecuación (4)) como consecuencia de la polarización temporaria de los dinodos. Con esta

técnica, el tiempo de tránsito es el parámetro que maneja la tensión V y el factor $\tau_n(t_t)/\tau_0(t_t)$ que tiene en cuenta la duración de la ventana de detección.

$$G_n(t_t) = \frac{\tau_{n+1}(t_t)}{T - t_t} \mu_{tip} \left(\frac{Et_t / T}{V_{tip}} \right)^{n\alpha} \quad (4)$$

En la Figura 6 se puede ver el gráfico de la ganancia total en función del tiempo de tránsito del pulso polarizador para el caso de un pulso de $E = -1000\text{V}$ y $T = 11\text{ns}$, aplicado a un fotomultiplicador 1P28 (9 etapas amplificadoras).

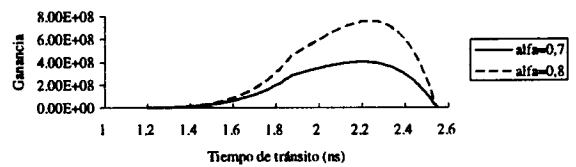


Figura 6: Ganancia total en la técnica del boxcar óptico.

Como se puede apreciar en este gráfico, la ganancia es mayor en la zona de $t_t > t_v$. Ésta es la condición en la que más conviene trabajar por la gran ganancia; además, coincide con la situación en que la aproximación del escalón de tensión funciona mejor.

Montaje experimental

En la Figura 7 se puede ver un esquema del montaje experimental del boxcar óptico para el estudio de fluorescencia resuelta en el tiempo. Consiste en un láser pulsado de Nd-YAG que excita la muestra fluorescente a estudiar, y al mismo tiempo dispara el circuito generador de pulsos que produce el pulso de tensión a ser inyectado en la línea de retardo del fotomultiplicador. La línea de retardo variable que se intercala entre el gatillo del láser y el circuito generador de avalancha se usa para desplazar la ventana de detección a lo largo de la señal en estudio.

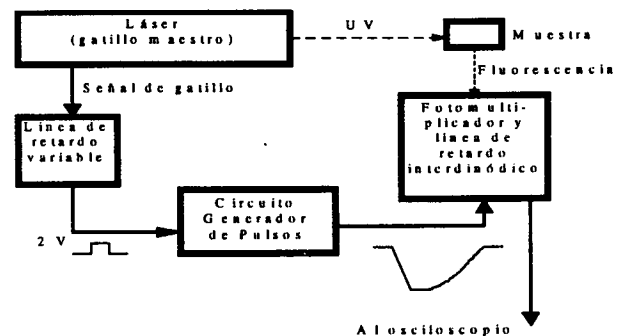


Figura 7: Esquema en bloques del método del boxcar óptico.

Un esquema completo del circuito generador de pulsos armado, se puede ver en la Figura 8. La parte del circuito dentro de la línea punteada es un

banco de Marx transistorizado^(4,5), que es alimentado por una fuente continua de tensión regulable entre 0V y 600V. La señal de gatillo, que proviene del láser, es amplificada antes de ingresar en el banco de Marx por el circuito amplificador de gatillo.

Con este circuito, se obtuvo un pulso de 1200V de tensión de pico y un flanco de trepada de 11 ns. de duración (Figura 9).

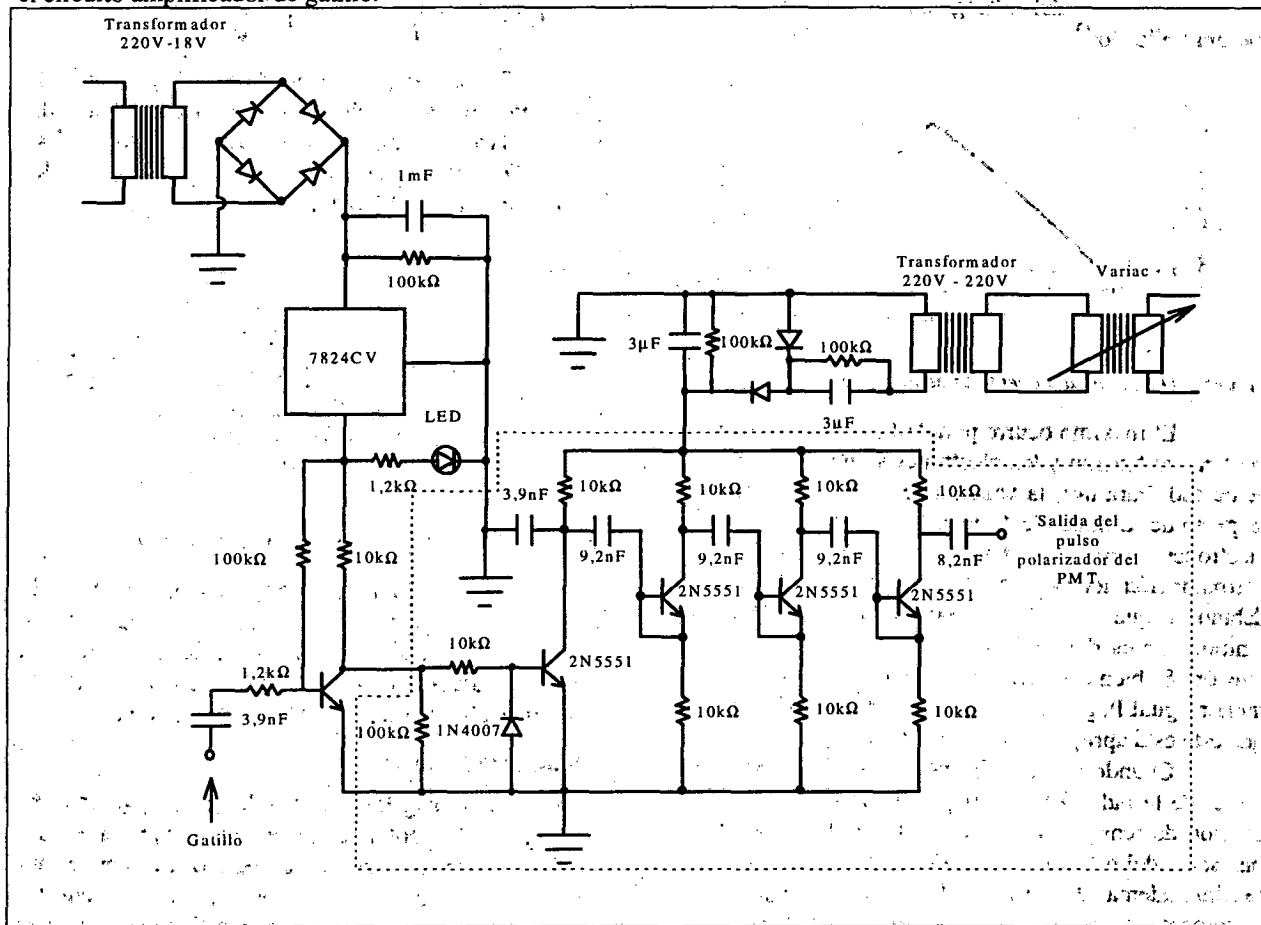


Figura 8: Circuito generador de pulsos.

La señal de gatillo a la entrada del banco de Marx transistorizado alcanza los 5V con una pendiente de 30V/ μ s. Cuando llega a los 5V la tensión cae y luego sube, alcanzando los 10V en 1,25 μ s. La señal de gatillo del láser tiene una pendiente máxima de 10 V/ μ s (hasta 1V) y un promedio de 60V/ μ s hasta el pico de 2V.

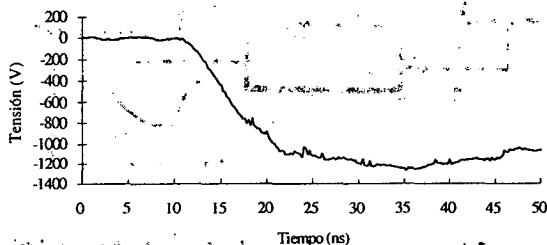


Figura 9: Pulso de tensión obtenido.

Agradecimientos:

Queremos agradecer a los licenciados Gustavo Sánchez y Jorge Codina por su ayuda en el diseño del circuito generador de pulsos.

Referencias

- 1 - Bennett R.C. Rev. Sci. Instrum. 31, 1275 (1960).
- 2 - James, D.R., Siemarczuk A., y Ware W. Rev. Sci. Instrum. 63, 1710 (1992).
- 3 - "Photomultiplier Tubes", catálogo editado por Hamamatsu Photonics K. K., Japón (Aug 1995), pag. 8.
- 4 - V. N Rai, M Shukla y R. K Khardekar, Meas. Sci. Technol. 5, 447 (1994).
- 5 - S. M Oak, K. S. Bindra, B. S. Narayan y R. K Khardekar. Rev. Sci. Instrum. 52, 308 (1991).