

# Oscilador Paramétrico Óptico con Red de Difracción en Incidencia Rasante

Arturo Sebastián Vallespi<sup>1\*</sup>, Ligia Ciocchi Brazzano<sup>2,3</sup>, Patricio A. Sorichetti<sup>2</sup>

<sup>1</sup>División Técnicas Espectroscópicas, DEILAP, CITEDEF-UNIDEF, MINDEF-CONICET, Buenos Aires, Argentina

<sup>2</sup>GLOmAe, Facultad de Ingeniería, Universidad de Buenos Aires, Argentina

<sup>3</sup>Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), Argentina

<sup>1\*</sup>*avallespi@citedef.gob.ar*

## Resumen

En éste trabajo se presenta un Oscilador Paramétrico Óptico con Red de Difracción de Incidencia Rasante (OPOIR). La característica principal de este dispositivo es la red de difracción intracavidad, cuyo objetivo principal es obtener una alta pureza espectral. Se caracteriza el sistema en condiciones de concordancia de fase ("phase matching") estudiándose los parámetros de emisión tales como el ancho temporal del pulso, eficiencia de conversión, potencia de la señal y energía por pulso. Por último se calcula teóricamente el ancho de línea de la emisión.

## 1. Introducción

Los Osciladores Paramétricos Ópticos (OPO) son dispositivos basados en fenómenos de Óptica No Lineal (ONL) de segundo orden, de gran versatilidad. Estos dispositivos poseen un amplio rango espectral desde el UV hasta el IR lejano, así como regímenes temporales desde la emisión continua (cw) hasta femtosegundos (fs). Son relevantes en múltiples áreas de la ciencia y la tecnología así como para seguridad y defensa. Hay una profunda sinergia entre los láseres y los fenómenos de la ONL. Los primeros láseres operando con Q-switching permitieron lograr intensidades mayores a  $1\text{MW}/\text{cm}^2$  al ser enfocados, lo que permitió la interacción de estos elevados campos con los materiales y observar los fenómenos No Lineales (NL).

La *oscilación paramétrica óptica* es un fenómeno de segundo orden en cristales con no linealidades  $\chi^{(2)}$ , basado en la Generación de Diferencias de Frecuencias (DFG). Estos procesos requieren phase matching para ser eficientes y quedan determinados por el índice de refracción del medio y la conservación de la energía. [1]

Un OPO es una fuente de luz que presenta similitudes con un láser. Posee una cavidad de resonancia basada en ganancia óptica por amplificación paramétrica en un cristal NL. Exhibe un umbral para la potencia del bombeo por debajo del cual hay nula potencia de salida, salvo una cierta cantidad de fluorescencia paramétrica.

En la DFG para que se genere un fotón de energía  $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ , es necesario que un fotón  $\omega_1$  deba destruirse y otro de menor frecuencia  $\omega_2$  deba crearse, dando lugar a campos muy débiles. Esto hace a los OPO's dispositivos sintonizables, ya que  $\omega_2 < \omega_1$  puede satisfacer la condición  $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$ , en la cual  $\omega_1$  es la frecuencia del láser de bombeo. La presencia de fotones  $\omega_2$  (señal) y  $\omega_3$  (complemento) presentes por fluorescencia paramétrica puede estimular la generación de más fotones. En un OPO el cristal donde ocurre el proceso es colocado dentro de una cavidad en la cual se amplifica en forma exponencial la emisión de dichos fotones.

## 2. Diseño y caracterización del OPOIR

Se diseñó, construyó y caracterizó un OPOIR que amplifica sólo una de las frecuencias generadas, con el objetivo de reducir el ancho de banda y así aplicarlo a espectroscopia fotoacústica para la detección de trazas de gases. El OPOIR (fig. 1) de resonancia única utiliza espejos curvo-planos con una red de difracción intracavidad de tipo réplica para amplificar la radiación de longitud de onda (*signal*),  $\lambda_S$  (correspondiente a  $\omega = \omega_2$ ) en incidencia rasante y no superar el umbral de daño.

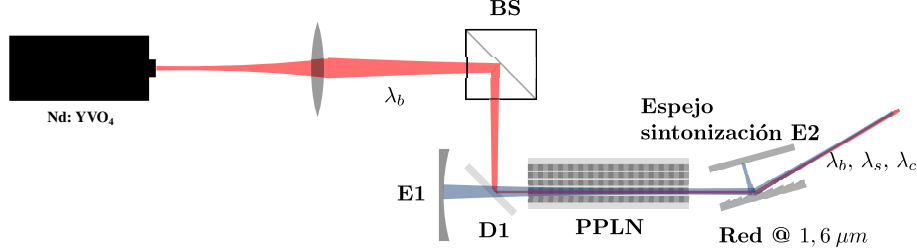


Figura 1: Esquema simplificado del OPOIR, Oscilador Paramétrico Óptico de Incidencia Rasante con cavidad para resonancia única ( $\lambda_S = 1606,7nm$ )

El OPOIR se diseñó de manera de introducir el haz de bombeo de un láser  $Nd : YVO_4$  emitiendo en  $\lambda_b = 1064nm$  (correspondiente a  $\omega = \omega_1$ ) a  $1kHz$  con una potencia media de  $1,5W$ . Por conversión paramétrica se generan las emisiones de la señal  $\lambda_S$  y el complemento  $\lambda_C$  (correspondiente a  $\omega = \omega_3$ ) al atravesar el cristal PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate). Además se generan otras emisiones sin ajuste de fase: el doblado de la señal,  $\lambda_d$ , ( $\omega = 2\omega_2$ ) y la suma de la señal con el bombeo  $\lambda_{rs}$  ( $\omega_1 + \omega_2$ ), entre otras y que desempeñan un papel importante para caracterizar el sistema. Por medio de la medición de  $\lambda_{rs}$ , seleccionando una red de polarización del cristal PPLN así como su temperatura, y por conservación de la energía, es posible medir en forma indirecta  $\lambda_s$ . Mediante la metodología descrita se pudo comparar las curvas de sintonía del laboratorio con las informadas por el fabricante.

Uno de los aspectos que más interesan en este tipo de dispositivos es la eficiencia de conversión. Cuando los fotones de bombeo atraviesan el cristal como se explicó en la introducción teórica, son convertidos en fotones de la señal y el complemento. La eficiencia de conversión viene determinada por la ganancia de un pasaje que depende de la conservación del momento, de la potencia de bombeo y otros factores tales como las pérdidas en la cavidad, retroconversión, entre otros. Para poder caracterizar la eficiencia de conversión se estudian los pulsos del remanente del bombeo, que permite conocer la merma del mismo (*pump depletion*) luego de su interacción NL con el cristal PPLN utilizando un fotodiodo de  $Si$ . Cuando se observa el perfil temporal de los pulsos de bombeo, al pasar por la condición de resonancia, se tiene una ligera deformación y disminución de la amplitud de los mismos. Como puede observarse en la figura 2 esta deformación es pequeña porque la amplificación es modesta en la cavidad debido a las pérdidas que introduce la red (curva de color naranja).

La deformación de la curva naranja indica que está ocurriendo la conversión de fotones de bombeo a fotones de la señal y el complemento y se utiliza para monitorear el proceso de conversión. En la figura 2 los pulsos detectados con el fotodiodo  $InGaAs$  (curva celeste) aparecen aproximadamente  $0,2ns$  después del pulso de bombeo y justo en el instante en que comienza la deformación del pulso de bombeo. Es decir, cuando empieza a observarse una alteración en el pulso de bombeo comienzan a aparecer los fotones de la señal, lo cual significa que hay conversión. El ancho de línea de un OPO depende de diversos factores como la longitud del cristal, la cavidad óptica, el número de pasajes del modo resonante ( $N$ ) en la cavidad, entre otros. Una de las maneras de reducir el ancho de línea es mediante una red de difracción en modo rasante. El ancho de línea del OPO ( $\Delta\nu_{OPO}$ ) es inversamente proporcional a  $\sqrt{N}$  con lo que este puede

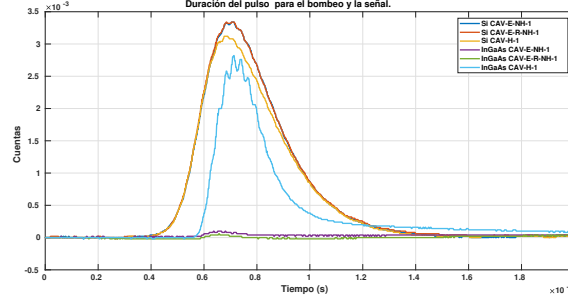


Figura 2: Pulsos de bombeo y señal medidos con fotodiodo de *Si* e *InGaAs*.

disminuirse aumentando el número de pasajes en la cavidad. Iluminando una porción de la red en forma rasante, y considerando que la señal pasa  $N = 3$  veces por la red, se estima un ancho de línea para el OPOIR de  $\Delta\nu_{OPO} = 2,17 \text{ cm}^{-1}$  o  $\Delta\lambda_{OPO} \approx 0,57 \text{ nm}$ .

La medición de la potencia promedio de la señal a la salida del OPOIR fue de  $4 \text{ mW}$ . Dado que la frecuencia de repetición fue de  $1 \text{ kHz}$  la energía por pulso de la señal resultó  $\simeq 4 \mu\text{J}$ .

### 3. Resultados y conclusión

En este trabajo se presenta el diseño, construcción y caracterización de un OPOIR, aplicable a espectroscopía fotoacústica para detección de trazas gaseosas. Cabe destacar que se alineó el sistema a través de la maximización de la señal con un espectrómetro, gracias a la emisión sin concordancia de fase resultante de la interacción NL. La medición de la longitud de onda de esta emisión permitió establecer la longitud de onda de la señal  $\lambda_S = 1614,2 \text{ nm}$  y del complemento  $\lambda_C = 3121,4 \text{ nm}$  para una temperatura del cristal de  $60^\circ\text{C}$  y periodicidad  $\Lambda = 31,02 \mu\text{m}$ . La eficiencia de conversión se estudió por medio de la medición de la alteración de la forma del pulso de bombeo mediante el estudio de los pulsos temporales del bombeo y la señal, medidas con fotodiodos rápidos. La eficiencia del OPOIR fue del 14 %, a una energía por pulso del bombeo de  $1,42 \text{ mJ}$ , y el umbral de conversión se estableció en  $0,81 \text{ mJ}$ . Estos valores son razonables si se tienen en cuenta las pérdidas que introduce la red intracavidad y porque la potencia del láser de bombeo es cercana al umbral de daño del cristal.

Se calculó en forma teórica el ancho de línea del OPOIR obteniéndose  $\Delta\lambda_{OPO} \approx 0,57 \text{ nm}$ , que es un valor elevado en comparación con resultados reportados en la literatura especializada. Sin embargo, es posible afirmar que es un valor razonable por tratarse de un prototipo al cual se le deben realizar mejoras. Se obtuvo una potencia media a la salida de la cavidad de  $\approx 4 \text{ mW}$  a una frecuencia de repetición de pulsos de  $1 \text{ kHz}$ , lo cual implica una energía por pulso de  $\approx 4 \mu\text{J}$ .

### Referencias

- [1] M. Ebrahimzadeh. Parametric light generation. In *Philosophical Transactions A The Royal Society* 2003, volume 361, page 2731–2750, 2003.