

## Nonlinear crystals: are they magic? Cristales no lineales: ¿son mágicos?

V. González-Fernández<sup>1\*</sup>, G. Pérez<sup>1</sup>, E. Vasallo<sup>1</sup>, K. Grützmacher<sup>1</sup>, L.M. Fuentes<sup>2</sup>,  
C. Pérez<sup>1</sup>, M.I. de la Rosa<sup>1,5</sup>

1. Dpto. de Física Teórica, Atómica y Óptica, Universidad de Valladolid, Paseo Belén, 7, CP 47011, Valladolid

2. Dpto. de Física Aplicada, Universidad de Valladolid, Paseo Belén, 7, CP 47011, Valladolid

(\*) E-mail: [veronica.gonzalez.fernandez@uva.es](mailto:veronica.gonzalez.fernandez@uva.es)

S: miembro de SEDOPTICA / SEDOPTICA member

Received / Recibido: 27/05/2015

Accepted / Aceptado: 22/06/2015

DOI: 10.7149/OPA.48.2.135

### ABSTRACT:

The photograph shows a laser based only on nonlinear crystals. This kind of crystals employs the nonlinear answer of a medium to high power electromagnetic fields, in order to generate new frequencies. Via sum and difference of frequencies it is possible to extend the wavelengths of the existing lasers to others required by the experiments.

**Key words:** non linear optics, sum frequency generation, optical parametric oscillator (OPO), optical parametric amplifier (OPA), Optics education.

### RESUMEN:

Se muestra una fotografía de un láser formado solo por cristales no lineales. En estos dispositivos se utiliza la respuesta no lineal de un medio a campos electromagnéticos de elevada potencia para la generación de nuevas frecuencias. Mediante suma y diferencia de frecuencias se pueden extender las longitudes de onda de los láseres existentes a otras requeridas experimentalmente.

**Palabras clave:** óptica no lineal, suma de frecuencias, oscilador óptico paramétrico (OPO), amplificador óptico paramétrico (OPA), enseñanza de la Óptica.

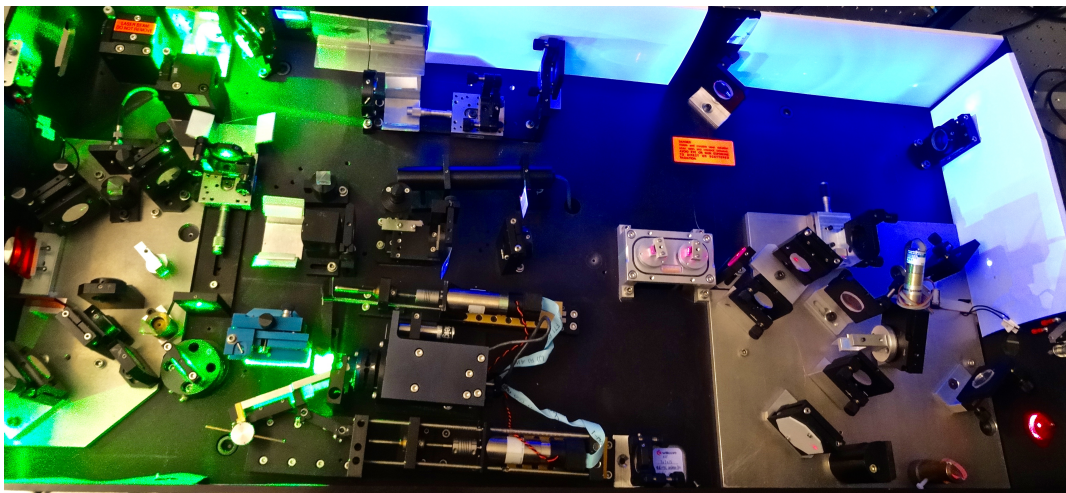


Fig 1. Fotografía de un láser formado solo por cristales no lineales. A: Oscilador Óptico Paramétrico (OPO), B: Amplificador Óptico Paramétrico (OPA), C: Suma de frecuencias en un cristal BBO.

### REFERENCES AND LINKS / REFERENCIAS Y ENLACES

- [1] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. Academic Press, second ed. (2003).
- [2] Varios autores, M<sup>a</sup> Luisa Calvo Coord., *Óptica Avanzada*. Ariel Ciencia (2002).

- [3] R. Menzel, *Photonics Linear and Nonlinear Interactions of Laser and Matter*. Springer (2001).  
 [4] Guang S. He, Song H. Liu: *Physics of Nonlinear Optics*. World Scientific Publishing (1999).

## 1. Introducción

En el tratamiento clásico de la interacción de la radiación con la materia se asume una respuesta lineal del medio al campo aplicado. Es decir, la propagación de la onda electromagnética en un material provoca una distribución de las cargas que induce dipolos eléctricos cuya manifestación macroscópica es lo que conocemos como la polarización del medio  $\mathbf{P}$ , que es proporcional al campo electromagnético aplicado  $\mathbf{E}$ . Dicha interacción se puede describir en términos del índice de refracción y del coeficiente de absorción. A intensidades del campo relativamente bajas, como ocurre de manera habitual en la naturaleza, tales magnitudes no se ven afectadas por la intensidad de la radiación. En particular la frecuencia del campo no se ve alterada. Sin embargo cuando la irradiancia del campo aplicado crece considerablemente hasta valores del orden de  $\text{GW}/\text{cm}^2$ , como sucede con láseres pulsados, la respuesta del medio puede verse alterada igual que un oscilador mecánico puede dejar de oscilar de manera armónica. De este mismo modo, la reemisión de los dipolos radiantes no responde a la frecuencia del campo que los generó, es decir la emisión contendrá frecuencias adicionales distintas de la frecuencia original. En este caso la polarización del medio deja de ser proporcional al campo aplicado y aparecerán términos superiores de forma que se puede desarrollar  $\mathbf{P}$  en serie de potencias de  $\mathbf{E}$ . Hablamos entonces de una interacción no lineal de la radiación con la materia [1, 2]. El estudio de este tipo de interacción puede convertirse en una tarea ardua, sin embargo si nos centramos en el caso de generación de nuevas frecuencias en un láser se pueden simplificar los modelos físicos de forma considerable y hacer aproximaciones matemáticas que nos ayuden a entender los fenómenos a nivel macroscópico. En este caso el mecanismo básico de interacción no lineal lo constituye la distorsión de la nube electrónica, se trata de interacciones elásticas o fenómenos paramétricos en los que el estado cuántico inicial y final del sistema son idénticos, la respuesta del medio es rápida, del orden de  $10^{-15}$  s. Al no existir absorciones los procesos paramétricos se describen mediante susceptibilidades reales. La polarización inducida en el medio se puede escribir:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0(\chi^{(1)} \mathbf{E}(\omega) + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2(\omega) + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3(\omega) + \dots); \quad (1)$$

En la ecuación  $\epsilon_0$  es la permitividad del vacío,  $\chi^m$  representa la susceptibilidad real de orden  $m$ , donde  $m = 1$  daría cuenta de la respuesta lineal del medio.

Habitualmente los procesos para la generación de nuevas frecuencias en un láser se rigen por susceptibilidades de segundo orden, tratan por tanto de la interacción de tres ondas. Si consideramos una onda electromagnética compuesta por dos frecuencias  $\omega_1$  y  $\omega_2$ :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, \omega_1) e^{-i\omega_1 t} + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, \omega_2) e^{-i\omega_2 t} + \text{c.c.}; \quad (2)$$

Donde c.c. representa el complejo conjugado y asumiendo una respuesta del medio no lineal de segundo orden, la polarización  $\mathbf{P}$  se puede escribir como:

$$\begin{aligned} \mathbf{P} = & \epsilon_0 \chi^{(2)} (\mathbf{E}_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + \mathbf{E}_2^2 e^{-2i\omega_2 t} + \\ & + 2\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + 2\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + \text{c.c.}) + \\ & + 2\epsilon_0 \chi^{(2)} (\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_1^* + \mathbf{E}_2 \mathbf{E}_2^*) \end{aligned} \quad (3)$$

Si analizamos detenidamente la ecuación anterior vemos que se puede generar radiación de segundo armónico ( $2\omega_1$  y  $2\omega_2$ ) suma ( $\omega_1 + \omega_2$ ) y diferencia ( $\omega_1 - \omega_2$ ) de frecuencias. Estas nuevas frecuencias se propagan en el medio con una velocidad de fase  $v = \omega/k = c/n(\omega)$  que viene determinada por las fases de las ondas incidentes. La contribución microscópica, generada por los átomos o moléculas en los distintos puntos del medio, solo puede ser efectiva a nivel macroscópico si la radiación emitida por cada dipolo oscilante a la nueva frecuencia se suma constructivamente. Este acoplamiento de la fase o *phase-matching* [3, 4] se puede escribir de la siguiente forma:

$$\mathbf{k}(\omega_1 \pm \omega_2) = \mathbf{k}(\omega_1) \pm \mathbf{k}(\omega_2); \quad (4)$$

Que puede interpretarse como la conservación del momento de los tres fotones que participan en el proceso. En principio esta ecuación de acoplamiento es una ecuación vectorial, pero la máxima eficiencia

de conversión se obtiene cuando las tres ondas se propagan en la misma dirección en el interior del

$$\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2 \quad (5)$$

$$n_3\omega_3 = n_1\omega_1 \pm n_2\omega_2$$

material. En definitiva, las dos ecuaciones que rigen la mezcla de tres ondas se pueden escribir:

Estas condiciones tan restrictivas pueden cumplirse en materiales anisótropos donde existe un índice de refracción ordinario  $n_o$  y extraordinario  $n_e$ , de forma que en una misma dirección de propagación pueden mezclarse ondas de distinta frecuencia y polarización.

## 2. Fotografía: un láser de cristales no lineales

La fotografía de la Fig. 1 ilustra un láser que mediante cristales no lineales puede convertir radiación del infrarrojo cercano de 1064 nm a ultravioleta (UV) de 243 nm. Se observa un oscilador óptico paramétrico (OPO, *Optical Parametric Oscillator*), un amplificador óptico paramétrico (OPA, *Optical Parametric Amplifier*) y un proceso de suma de frecuencias (SFG, *Second Frequency Generation*). Para una mejor interpretación y comprensión de los distintos fenómenos vamos a dividir la fotografía total en partes.

El láser de partida es un Nd:YAG (no se ve en la foto) que genera radiación en 1064 nm. En la fotografía se observa una radiación de color verde que es el segundo armónico 532 nm (SH) y se observa también la fluorescencia en azul en los papeles blancos en la parte derecha de la fotografía, producida por la elevada radiación del tercer armónico 355 nm (TH). Ambos armónicos se generan en cristales no lineales dentro del Nd:YAG con procesos de suma de frecuencias como los descritos en el apartado 1.

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \Rightarrow \frac{1}{\lambda_{355}} = \frac{1}{\lambda_{1064}} + \frac{1}{\lambda_{532}}; \quad (6)$$

Con el segundo armónico se bombea un OPO, y con el tercer armónico se bombea un OPA.

En el OPO se produce un proceso de diferencia de frecuencias:

$$\frac{1}{\lambda_{772}} = \frac{1}{\lambda_{532}} - \frac{1}{\lambda_{1711}}; \quad (7)$$

Este proceso es especialmente interesante puesto que es una diferencia de frecuencias, donde solo se introduce el SH de 532 nm. Si el haz tiene una irradiancia suficientemente grande se pueden generar dos nuevas frecuencias que variarán en función del ángulo de incidencia sobre el cristal, para cumplir las condiciones de *phase-matching*. La generación de dos frecuencias partiendo de una única tiene la desventaja de que las irradiancias necesarias para que se produzca el proceso pueden producir la rotura del cristal. Así pues, para hacer más efectivo el proceso, el cristal no lineal (KTP) se introduce en una cavidad resonante que suele incluir algún elemento dispersivo.

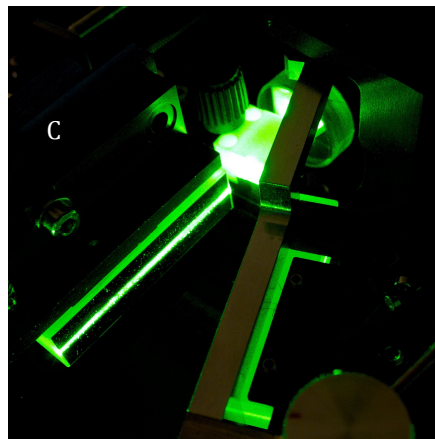


Fig. 2. Fotografía del oscilador óptico paramétrico bombeado por el segundo armónico de un láser de Nd:YAG. A: Red de difracción, B: Cristal KTP, C: espejo trasero, D: espejo que cierra la cavidad

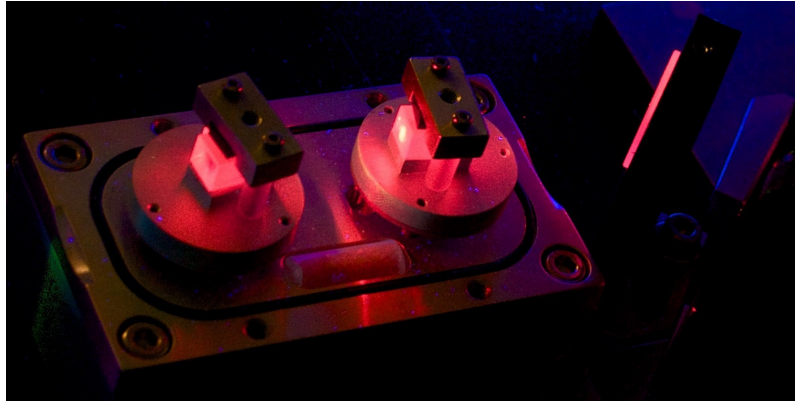


Fig. 3. Fotografía del amplificador óptico paramétrico bombeado por el tercer armónico de un láser de Nd:YAG y emitiendo en rojo.

El OPA está formado por dos cristales (BBO) iluminados en color rojo. Se bombea con el TH de 355 nm y se rige también por un proceso de diferencia de frecuencias. A diferencia del OPO se introduce la radiación que queremos amplificar, en este caso 772 nm, de forma que el proceso es mucho más efectivo. La ecuación que rige este proceso es la siguiente:

$$\frac{1}{\lambda_{772}} = \frac{1}{\lambda_{355}} - \frac{1}{\lambda_{657}}; \quad (8)$$

Como se observa en la figura, el cristal de la derecha está mucho más iluminado que el de la izquierda puesto que la amplificación va aumentando. A la vez que se amplifica la radiación de 772 nm, se genera una radiación de 657 nm, con las mismas características espectrales que la radiación amplificada. Finalmente la conversión en el UV de 243 nm se produce mediante un proceso de suma de frecuencias en otro cristal BBO, (véase la fotografía de la Fig. 4) donde se introduce el TH con el de 772 nm amplificado:

$$\frac{1}{\lambda_{243}} = \frac{1}{\lambda_{772}} + \frac{1}{\lambda_{355}}; \quad (9)$$

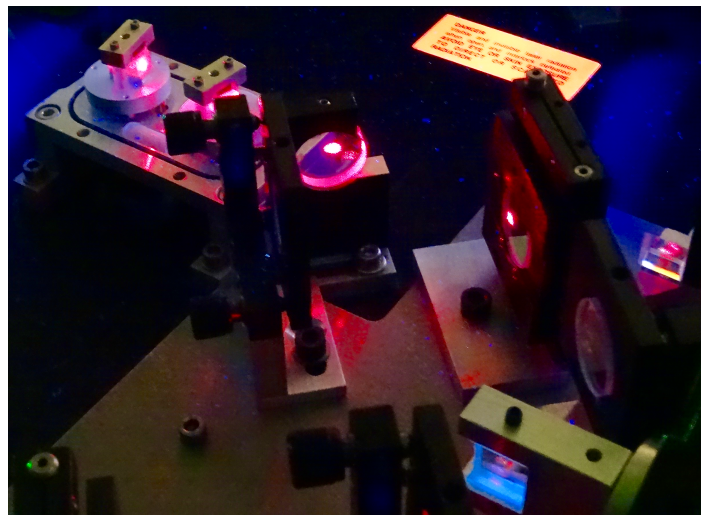


Fig. 4 Fotografía de la suma de 772 nm y del tercer armónico de 355 nm en el cristal no lineal situado abajo a la derecha de la fotografía, para producir la radiación de 243 nm.

Se observa en el cristal situado en la parte inferior de la foto el rojo y la fluorescencia azul. En la fotografía de la Fig1 el UV generado se distingue muy bien por el punto azul más intenso a la salida (a la derecha de la fotografía), que no es más que la fluorescencia en un papel blanco.

### **3. Conclusión**

En las fotografías expuestas hemos mostrado como con dispositivos de óptica no lineal como sumadores de frecuencias, dobladores de frecuencias, OPO y OPA se pueden extender las longitudes de onda de los láseres existentes a las demandadas por los experimentalistas, casi *“al gusto del consumidor”*. La conversión de frecuencias es una técnica ampliamente empleada para extender la radiación de láseres de alta potencia. En nuestro laboratorio partiendo de láseres comerciales, modificándolos y añadiendo nuevos cristales podemos generar radiación ultravioleta necesaria para espectroscopia en plasmas de hidrógeno.

### **Agradecimientos**

Los autores agradecen a la DGICYT (Ministerio de Economía y Competitividad) por el proyecto ENE2012-35902 (Fondos FEDER), y la beca BES-2013-063248 concedida a V. González-Fernández, en el marco del proyecto.