

# Propagación sublumínica y superlumínica de pulsos por oscilaciones coherentes de la población.

Francisco Arrieta-Yáñez<sup>\*</sup>, Joaquin Ruiz-Rivas, Sonia Melle, y Oscar G. Calderón

*Departamento de Óptica. Escuela Universitaria de Óptica. C/ Arcos de Jalón 118, 28037*

*Madrid, España*

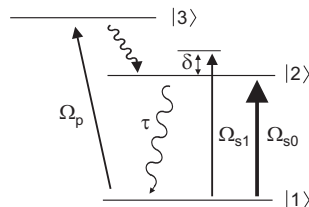
<http://www.ucm.es/info/laserlab/>

## 1. Introducción.

En los últimos años el fenómeno de la luz lenta ha cobrado gran importancia dentro de los campos de la óptica cuántica y la óptica no lineal, y se ha revelado como una herramienta útil y plausible para el desarrollo de redes de comunicación totalmente ópticas [1], sensores [2], etc.

Hablamos de luz lenta cuando se observa una propagación de pulsos o señales de luz a velocidades mucho menores que  $c$ , por ejemplo, la obtención de una velocidad de propagación de 17 m/s por L. Hau *et al.* [3]. Se presenta en medios absorbentes, en los que por métodos de interferencia cuántica (Transparencia Inducida Electromagnéticamente, EIT) o por interferencias de los campos propagantes (Oscilaciones Coherentes de la Población, Scattering Brillouin, etc) se crea un hueco en la absorción centrado en la frecuencia de resonancia, induciendo una zona de alta dispersión en el índice. Otro fenómeno asociado es la propagación superlumínica, es decir, con velocidades de grupo mayores que  $c$ , y se basa en la misma idea en medios con ganancia, creando un pico en la ganancia centrado en la frecuencia de resonancia.

El método utilizado por nuestro grupo para observar fenómenos de propagación sub y superlumínica son las Oscilaciones Coherentes de la Población (CPO). Esta técnica ha sido ampliamente estudiada durante los últimos años debido principalmente a la posibilidad de trabajar a temperatura ambiente, a diferencia de EIT, donde la coherencia cuántica entre niveles atómicos debe mantenerse. Consiste en hacer oscilar a la población de átomos de un material entre dos niveles atómicos mediante la introducción de dos campos, uno fuerte (de frecuencia de Rabi  $\Omega_{s0}$ ) resonante con los dos niveles, y otro débil (de frecuencia de Rabi  $\Omega_{s1}$ ) ligeramente desintonizado en frecuencia con una desintonía  $\delta$  (ver fig. 1). Como se muestra, por ejemplo en [4], la población entre los niveles oscila a la frecuencia del batido  $\delta$ , creando un hueco en la absorción centrado en la frecuencia de resonancia, de anchura  $\sim 1/\tau$ , donde  $\tau$  es el tiempo de vida del nivel superior. Se demuestra que para frecuencias de batido  $\delta \gg 1/\tau$  estamos fuera del hueco y no veremos propagación sublumínica. La anchura espectral de las señales que podemos retrasar con esta técnica está pues limitada por el tiempo de vida del material que utilizemos.



**Figura 1:** Sistema atómico para CPO con bombeo.

Podemos producir luz “rápida” invirtiendo el medio de forma que la curva de absorción sea una curva de ganancia. Esto se logra mediante la introducción de un campo resonante con un tercer nivel de mayor energía para bombear el sistema (ver fig. 1).

<sup>\*</sup> *e-mail:* [franarrieta@fis.ucm.es](mailto:franarrieta@fis.ucm.es)

El sistema físico para la observación del fenómeno es el átomo de Erblio. Utilizamos fibras dopadas con iones de este material (EDF), pues dada su amplia utilización en las telecomunicaciones nos permite elegir entre gran variedad de dopajes y longitudes de fibra, además de ser fácil el bombeo del sistema. Utilizando el primer nivel excitado del átomo, con un tiempo de vida de unos 10 ms, podremos retrasar pulsos de anchura menor que kHz o señales moduladas a kHz, por lo que la observación experimental puede hacerse con dispositivos relativamente sencillos. A frecuencias más altas, más interesantes para la industria de las telecomunicaciones, se usan materiales con tiempos de vida más cortos, como semiconductores, o dispositivos como pozos cuánticos o puntos cuánticos.

## 2. Oscilaciones Coherentes de la Población en fibras dopadas con erbio

Este tipo de experimentos consisten en inducir las oscilaciones de la población mediante una señal modulada de 1550 nm (la longitud de onda de la transición entre el estado fundamental del erbio  ${}^4I_{15/2}$  y el primer estado excitado  ${}^4I_{13/2}$ , nivel metaestable con un tiempo de vida de  $\tau = 10,5$  ms). Bombeando con un láser de 980 nm conseguimos excitar la población del nivel fundamental al segundo estado excitado  ${}^4I_{11/2}$  (cuya población decae rápidamente comparado con la del nivel metaestable). Así obtenemos un comportamiento de ganancia en el erbio, lo que lleva asociada una variación negativa del índice, que dará lugar a luz rápida. La propagación sub(super)lumínica se manifiesta en la observación del retraso (adelanto) de la señal modulada cuando se propaga por la fibra. Un ión de erbio puede representarse con el diagrama de niveles atómicos mostrado anteriormente en la figura 1.

Suponiendo que las coherencias de todas las transiciones decaen rápidamente en los tiempos en los que estamos interesados (del orden de  $\tau$ ), podemos describir la dinámica de la población del nivel metaestable mediante la siguiente ecuación de balance:

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{P_s}{2} + P_p \right) - \frac{1}{\tau} (1 + P_s + P_p) n_2, \quad (1)$$

donde  $P_s$  y  $P_p$  son las potencias de la señal de 1550 nm y del bombeo, normalizadas a las respectivas potencias de saturación del erbio para cada longitud de onda. Por otra parte la evolución de las potencias de señal y de bombeo a lo largo de la fibra vendrá dada por las ecuaciones:

$$\frac{\partial P_s}{\partial z} = -\alpha_s P_s + 2\alpha_s n_2 P_s, \quad (2)$$

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} = -\alpha_p P_p + \alpha_p n_2 P_p, \quad (3)$$

donde  $\alpha_s$  y  $\alpha_p$  son los coeficientes de absorción de la fibra para 1550 nm y 980 nm respectivamente. La modulación del haz de 1550 nm necesaria para que se produzca el fenómeno de CPO es introducida de la siguiente manera:

$$P_s(t) = P_c + P_a(t) = P_c + \int \tilde{P}_a(\delta) e^{-i\delta t} d\delta, \quad (4)$$

donde  $P_c$  es la parte DC de la señal, y  $\tilde{P}_a$  es la transformada de Fourier de la modulación temporal  $P_a(t)$ . Esta modulación de la potencia inducirá una modulación de la población:

$$n_2(t) = n_c + n_a(t) = n_c + \int \tilde{n}_a(\delta) e^{-i\delta t} d\delta, \quad (5)$$

con una parte estacionaria  $n_c$  y otra oscilante  $n_a(t)$ , cuya transformada de Fourier es  $\tilde{n}_a$ . Introduciendo estos desarrollos en la ecuación (1), calculamos los términos estacionario y oscilante de la población:

$$n_c = \frac{P_c + P_p}{\omega_c}, \quad \tilde{n}_a = \frac{\tilde{P}_a - n_c \tilde{P}_a}{\omega_c - i\delta\tau}, \quad (6)$$

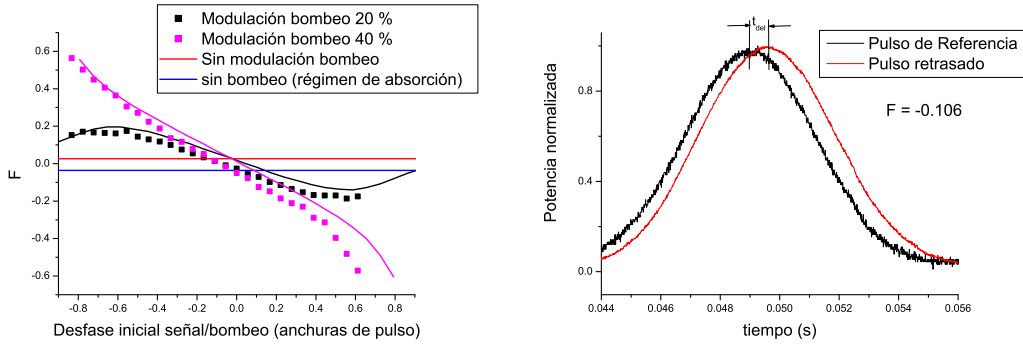
Donde hemos definido la “frecuencia central de CPO” como  $\omega_c = 1 + P_c + P_p$ , que representa la anchura espectral del hueco.

El desfase temporal causado por las CPOs en la parte modulada  $P_a(t)$  se corresponderá espectralmente con una fase compleja  $e^{-i\varphi}$  cuya evolución a lo largo de la fibra vendrá dada por:

$$\frac{\partial\varphi(\delta)}{\partial z} = \alpha_s \left[ \frac{P_c - 2n_c P_c}{\omega_c^2 + (\delta\tau)^2} \right] \delta\tau. \quad (7)$$

### 3. Propagación sub y superlumínica de pulsos. Bombeo modulado

Nuestro trabajo se centra en la obtención de patrones de potencias de bombeo que ayuden a obtener mejores resultados en la observación de luz lenta o rápida. Anteriormente [6] comprobamos con señales sinusoidales que una modulación del bombeo a la misma frecuencia que la señal de 1550 nm permitía acrecentar los valores del desfase obtenidos en un orden de magnitud, así como la posibilidad de controlar el régimen de propagación controlando la fase entre las dos modulaciones. Actualmente el trabajo se centra en la observación del desfase en pulsos gaussianos. Nos ocuparemos ahora del efecto de la introducción de pulsos de bombeo copropagándose con los pulsos de la señal.



**Figura 2:** “Fractional delay” en función del desfase entre los pulsos señal y bombeo (Izquierda). Pulso retrasado y pulso de referencia (Derecha)

Los experimentos se llevaron a cabo en una fibra de 10 cm con una densidad de iones de Erblio de  $\rho = 6,3 \cdot 10^{25} m^{-3}$ , propagando dos pulsos gaussianos de igual anchura (FWHM)  $\tau_{in} = 5$  ms de 1550 nm y 980 nm, cada uno sobre una potencia DC constante ( $P_c$  y  $P_{pc}$ ). De esta forma, como ambos campos contribuyen a las oscilaciones de la misma población, amplificamos estas oscilaciones. Asimismo, controlamos manualmente el desfase de entrada entre el pulso de señal y el de bombeo. En la figura 2 hemos representado el retraso del pulso de señal en función del desfase de entrada entre los pulsos de señal y del bombeo (medido en anchuras de pulso). El retraso está dado como “Fractional delay”  $F$ , definido como  $F = t_{del}/\tau_{in}$ , donde  $t_{del}$  es el tiempo que se ha retrasado el pulso al pasar por la fibra respecto de un pulso de referencia (que suponemos viaja a c).

Para simular los experimentos, la modificación de las ecuaciones viene dada por que tanto el campo señal como el campo de bombeo son modulados con un pulso gaussiano:  $P_s(t) = P_c + P_a(t)$  y  $P_p(t) = P_{pc} + P_{pa}(t)$ , donde inicialmente  $P_a(z = 0) \propto e^{-(t/T_0)^2}$  y  $P_{pa}(z = 0) \propto e^{-((t-t_s)/T_0)^2}$ , siendo  $t_s$  el desfase de entrada entre los pulsos señal y bombeo. Las ecuaciones de las partes

moduladas del bombeo y la señal quedan pues acopladas en el sistema:

$$\frac{\partial \tilde{P}_a(\delta)}{\partial z} = \alpha_s \left[ -1 + 2n_c + \frac{P_c/2 - P_c n_c}{\omega_c - i\delta\tau} \right] \tilde{P}_a(\delta) + 2\alpha_s \left[ \frac{P_c - P_c n_c}{\omega_c - i\delta\tau} \right] \tilde{P}_{pa}(\delta), \quad (8)$$

$$\frac{\partial \tilde{P}_{pa}(\delta)}{\partial z} = \alpha_p \left[ -1 + n_c + \frac{P_{pc} - n_c P_{pc}}{\omega_c - i\delta\tau} \right] \tilde{P}_{pa}(\delta) + \alpha_p \left[ \frac{P_{pc}/2 - n_c P_{pc}}{\omega_c - i\delta\tau} \right] \tilde{P}_a(\delta), \quad (9)$$

En una fibra corta podemos suponer que las partes DC del bombeo y la señal se mantienen constantes a lo largo de la misma, con lo que el problema se reduce a un sistema de ecuaciones lineales con coeficientes constantes. El “fractional delay” lo obtenemos a partir de la transformada de Fourier de la solución del sistema  $\tilde{P}_a(\delta, L)$ .

Hemos elegido una potencia de bombeo de 12 mW para la cual, sin modular el bombeo, estaríamos en régimen de ganancia (con un  $F = 0,036$  positivo). La altura del pulso de 1550 nm respecto al valor DC del mismo (2,8 mW) es del 10% y hemos representado los casos en los que la altura del pulso de bombeo es del 20% (negro) y 40% (magenta) respecto a una DC de 12 mW. Observamos que gracias a la amplificación de las oscilaciones que da la modulación del bombeo, obtenemos un “Fractional delay” casi un orden de magnitud mayor. Una mayor amplitud del pulso de bombeo nos permite alcanzar velocidades de grupo mas altas en valor absoluto. Así mismo, variando la fase entre los pulsos señal y bombeo, podemos obtener propagación sublumínica (por ejemplo, un  $F = -0,10$  en una fibra de 0,1 m corresponde a una velocidad de grupo de  $v_g = 200$  m/s) y propagación superlumínica (para  $F = 0,10$ ,  $v_g = -200$  m/s). Como ejemplo, en la figura 2 (derecha) podemos ver un pulso retrasado y el de referencia, para el cual el pulso de bombeo tenía un desfase inicial con el pulso señal de 0,2 anchuras de pulso, dando lugar a un  $F$  de 0,106.

Cabe decir que la al introducir los pulsos de 1550 nm y de 980 nm separados en más de media anchura de pulso se produce una deformación grande en el pulso señal saliente, por lo que se ha de llegar a un equilibrio entre medir retrasos significativos deformando lo menos posible el pulso. Aún así, creemos que esta técnica, al permitir aumentar los retardos medidos en un orden de magnitud, puede resultar relevante en otros sistemas que permitan el retraso de pulsos más cortos útiles para telecomunicaciones (semiconductores, etc).

**Agradecimientos:** Proyectos no. PR34/07-15847, FIS2007-65382, CCG07-UCM/ESP-2179 y CCG08-UCM/ESP-4220. Francisco Arrieta es investigador de apoyo contratado con las ayudas de la Consejería de Educación de la Comunidad de Madrid y el Fondo Social Europeo.

## Bibliografía

- [1] R. W. Boyd, D. J. Gauthier, and A. L. Gaeta, “Applications of Slow Light in Telecommunications”, *Optics and Photonics News*, **17**, Issue 4, pp. 18-23 (2006).
- [2] C. Peng, Z. Li, and A. Xu, “Rotation sensing based on a slow-light resonating structure with high group dispersion”, *Appl. Opt.* **46**, 4125-4131 (2007).
- [3] L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, C.H. Behroozi, “Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas” *Nature* **397**, 594 (1999).
- [4] M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin and R. W. Boyd, “Observation of Ultraslow Light Propagation in a Rubi Crystal at Room Temperature”, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 113903 (1-4) (2003).
- [5] A. Schweinsberg, N. N. Lepeshkin, M. S. Bigelow, R. W. Boyd and S. Jarabo, “Observation of superluminal and slow light propagation in erbium-doped optical fiber”, *Europhys. Lett.* **73**, 218–224 (2006).
- [6] F. Arrieta-Yáñez, O. G. Calderón, S. Melle, F. Carreño, M. A. Antón, “Tunable phase control of coherent population oscillations”, *Phys. Rev. A* (En fase de revisión) (2008).