

## Líneas de investigación del Grupo UCM de Física del Láser, Óptica Cuántica y Óptica No Lineal

### Research lines of the Laser Physics, Quantum Optics and Non Linear Optics UCM Group

M. A. Antón<sup>(1,\*)</sup>, F. Arrieta-Yáñez<sup>(1)</sup>, E. Cabrera-Granado<sup>(1,2)</sup>, F. Carreño<sup>(1)</sup>, J. M. Ezquerro<sup>(1)</sup>, O. G. Calderón<sup>(1)</sup>, I. Gonzalo<sup>(1,2)</sup>, J. M. Guerra<sup>(2,S)</sup>, Sonia Melle<sup>(1)</sup>, M. Odín Soler Rus<sup>(2)</sup>, M. Sánchez Balmaseda<sup>(2)</sup>, R. Weigand<sup>(2)</sup>

1. Escuela Universitaria de Óptica, Universidad Complutense de Madrid, Arcos de Jalón 118, Madrid, 28037, Spain.
2. Departamento de Óptica, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Avda. Complutense s/n, Madrid 28040, Spain.

(\*) Email: antonm@fis.ucm.es

S: miembro de SEDOPTICA / SEDOPTICA member

Recibido / Received: 30/10/2010. Aceptado / Accepted: 15/12/2010

#### RESUMEN:

En este trabajo presentamos las líneas de investigación del Grupo de Física del Láser, Óptica Cuántica y Óptica No Lineal de la UCM. La investigación comprende trabajos experimentales y teóricos en el desarrollo de prototipos de láser, análisis de inestabilidades espacio-temporales en láseres de gran apertura, el estudio de propagación de radiación en régimen de luz lenta y de pulsos ultracortos en medios resonantes y no resonantes, la generación de radiación por procesos no lineales y el estudio de memorias ópticas por eco fotónico.

**Palabras clave:** Láseres, Luz Lenta, Propagación de Pulsos, Mezcla de Ondas, Memorias Ópticas.

#### ABSTRACT:

We report on the main research lines carried out by our group. Our research comprises experimental and theoretical work in the development of laser prototypes, spatio-temporal instabilities in broad-area lasers, radiation propagation in the slow light regime and ultrashort pulse propagation in resonant and non-resonant media, radiation generation by non-linear processes and optical memories by photon-echo.

**Keywords:** Lasers, Slow Light, Pulse Propagation, Wave-Mixing, Optical Memories.

#### REFERENCES AND LINKS

- [1]. E. Cabrera, S. Melle, O. G. Calderón, J. M. Guerra, "Dynamic transition from modelike patterns to turbulent-like patterns in a broad-area Nd:YAG", *Opt. Lett.* **31**, 1067 (2006).
- [2]. E. Cabrera, O. G. Calderón, S. Melle, J. M. Guerra, "Evolution of the correlation between orthogonal polarization patterns in broad-area lasers", *Phys. Rev. Lett.* **97**, 233902 (2006).
- [3]. E. Cabrera-Granado, M. O. Soler Rus, J. M. Guerra, "The influence of the inhomogeneous gain profile on the spatio-temporal dynamics of broad-area class B lasers", *J. Opt.* **12**, 035201 (2010).
- [4]. J. Mukherjee, J. G. McInerney, "Spatial mode dynamics in wide-aperture quantum-dot lasers" *Phys. Rev. A* **79**, 053813 (2009).
- [5]. L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C. H. Behroozi, "Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas", *Nature* **397**, 594-598 (1999).
- [6]. I. Brillouin, *Wave Propagation and Group Velocity*, Academic Press, New York (1960).
- [7]. N. G. Basov, R. V. Ambartsumyan, V. S. Zuev, P. G. Kryukov, V. S. Letokhov, "Nonlinear amplification of light pulses", *Sov. Phys. JEPT* **23**, 16-22 (1966).

- [8]. G. M. Gehring, A. Schweinsberg, C. Barsi, N. Kostinski, R. W. Boyd, "Observation of backward pulse propagation through a medium with a negative group velocity", *Science* **312**, 895–897 (2006).
- [9]. S. E. Harris, "Electromagnetically induced transparency", *Phys. Today* **50** (7), 36–42 (1997).
- [10]. M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, R. W. Boyd, "Observation of ultraslow light propagation in a ruby crystal at room temperature", *Phys. Rev. Lett.* **90**, 113903 (2003).
- [11]. M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, R. W. Boyd, "Superluminal and slow light propagation in a room-temperature solid", *Science* **301**, 200–202 (2003).
- [12]. R. W. Boyd, D. J. Gauthier, A. L. Gaeta, "Applications of slow light in telecommunications", *Opt. & Photonics News* **17**, 18–23 (2006).
- [13]. R. W. Boyd, D. J. Gauthier, "Controlling the velocity of light pulses", *Science* **326**, 1074–1077 (2009).
- [14]. Z. Shi, R. W. Boyd, D. J. Gauthier, C. C. Dudley, "Enhancing the spectral sensitivity of interferometers using slow-light media", *Opt. Lett.* **32**, 915–917 (2007).
- [15]. F. Arrieta-Yáñez, O. G. Calderón, S. Melle, "Slow and fast light based on coherent population oscillations in erbium-doped fibres", *J. Opt.* **12**, 104002 (2010).
- [16]. L. Cerdán, R. Weigand, J. M. Guerra, H. Crespo, "A simple experiment on slow light in Ruby", *Am. J. Phys.* **76**, 806–812 (2008).
- [17]. M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, H. Shin, R. W. Boyd, "Propagation of smooth and discontinuous pulses through materials with very large or very small group velocities", *J. Phys.-Condens. Mat.* **18**, 3117–3126 (2006).
- [18]. A. Schweinsberg, N. N. Lepeshkin, M. S. Bigelow, R. W. Boyd, S. Jarabo, "Observation of superluminal and slow light propagation in erbium-doped optical fiber", *EPL* **73**, 218–224 (2006).
- [19]. F. Arrieta-Yáñez, S. Melle, O. G. Calderón, M. A. Antón, F. Carreño, "Phase tunability of group velocity by modulated-pump-forced coherent population oscillations", *Phys. Rev. A* **80**, 011804(R) (2009).
- [20]. S. Melle, O. G. Calderón, F. Carreño, E. Cabrera, M. A. Antón, S. Jarabo, "Effect of ion concentration on slow light propagation in highly doped erbium fibers", *Opt. Commun.* **279**, 53–63 (2007).
- [21]. S. Melle, O. G. Calderón, C. E. Caro, E. Cabrera-Granado, M. A. Antón, F. Carreño, "Modulation-frequency-controlled change from sub- to superluminal regime in highly doped erbium fibers", *Opt. Lett.* **33**, 827–829 (2008).
- [22]. O. G. Calderón, S. Melle, M. A. Antón, F. Carreño, F. Arrieta-Yáñez, E. Cabrera-Granado, "Propagation-induced transition from slow to fast light in highly doped erbium fibers", *Phys. Rev. A* **78**, 053812 (2008).
- [23]. R. Weigand, H. Crespo, R. Sastre, "Study of the broad-band saturable absorption of indocyanine green J-aggregates in polymeric films using 10-fs laser pulses", *Appl. Phys. B* **82**, 303–308 (2006).
- [24]. R. Weigand, H. Crespo, P. Balcou, "Sub- and superluminal velocity of supercontinuum pulses propagating in scattering media", *Appl. Phys. B* **85**, 105–115 (2006).
- [25]. R. Weigand, J. T. Mendonça, H. Crespo, "Cascaded nondegenerate four-wave-mixing technique for high-power single-cycle pulse synthesis in the visible and ultraviolet ranges", *Phys. Rev. A* **79**, 063838 (2009).
- [26]. J. L. Silva, R. Weigand, H. M. Crespo, "Octave-spanning spectra and pulse synthesis by nondegenerate cascaded four-wave mixing", *Opt. Lett.* **34**, 2489–2491 (2009).
- [27]. B. Julsgaard, J. Sherson, J. I. Cirac, J. Fiurasek, E. S. Polzik, "Experimental demonstration of quantum memory for light", *Nature* **432**, 482–486 (2004).
- [28]. L. M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, P. Zoller, "Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics", *Nature* **414**, 413–418 (2001).
- [29]. A. E. Kozhokin, K. Molmer, E. Polzik, "Quantum memory for light", *Phys. Rev. A* **62**, 033809 (2000).
- [30]. M. D. Lukin, S. F. Yelin, M. Fleischhauer, "Entanglement of atomic ensembles by trapping correlated photon states", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4232–4235 (2000).
- [31]. M. D. Eisaman, A. André, F. Massou, M. Fleischhauer, A. S. Zibrov, M. D. Lukin, "Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses", *Nature* **438**, 837–841 (2005).
- [32]. N. A. Kurnit, I. D. Abella, S. R. Hartmann, "Observation of a photon echo", *Phys. Rev. Lett.* **13**, 567–568 (1964).

- [33]. S. A. Moiseev, S. Krúll, "Complete reconstruction of the quantum state of a single-photon wave packet absorbed by a doppler-broadened transition", *Phys. Rev. Lett.* **87**, 173601–5 (2001).
- [34]. S. A. Moiseev, M. I. Noskov, "Technique of quantum memory on the basis of a photon echo in gases", *Opt. Spectrosc.* **96**, 714–720 (2004).
- [35]. M. Nilsson, S. Krúll, "Solid state quantum memory using complete absorption and re-emission of photons by tailored and externally controlled inhomogeneous absorption profiles", *Opt. Commun.* **247**, 393 (2005).
- [36]. B. Kraus, W. Tittel, N. Gisin, M. Nilsson, S. Krúll, J. I. Cirac, "Quantum memory for nonstationary light fields based on controlled reversible inhomogeneous broadening", *Phys. Rev. A* **73**, 020302(R) (2006).
- [37]. A. L. Alexander, J. J. Longdell, M. J. Sellars, N. B. Manson, "Photon echoes produced by switching electric fields", *Phys. Rev. Lett.* **96**, 043602 (2006).
- [38]. G. Hétet, J. J. Longdell, A. L. Alexander, P. K. Lam, M. J. Sellars, "Electro-optic quantum memory for light using two-level atoms", *Phys. Rev. Lett.* **100**, 023601 (2008).
- [39]. S. A. Moiseev, N. M. Arslanov, "Efficiency and fidelity of photon-echo quantum memory in an atomic system with longitudinal inhomogeneous broadening", *Phys. Rev. A* **78**, 032803 (2008).
- [40]. J. J. Longdell, G. Hétet, P. K. Lam, M. J. Sellars, "Analytic treatment of controlled reversible inhomogeneous broadening quantum memories for light using two-level atoms", *Phys. Rev. A* **78**, 032337 (2008).
- [41]. S. O. Elyutin, A. I. Maimistov, "Photon-echo and optical-nutation effects in a system of two-electron quantum dot", *J. Opt. Technol.* **75**, 619–624 (2008).
- [42]. F. Carreño, M. A. Antón, "Gradient echo memory in a tripod-like dense atomic medium", *Opt. Commun.* **283**, 4787–4795 (2010).
- [43]. M. A. Antón, F. Carreño, "Quantum memory and all-optical switching in positive charged quantum dots via Zeeman coherent oscillations" *J. Opt.* **12**, 104006-104019 (2010).
- [44]. G. Hétet, J. J. Longdell, M. J. Sellars, P. K. Lam, B. C. Buchler, "Multimodal Properties and Dynamics of Gradient Echo Quantum Memory", *Phys. Rev. Lett.* **101**, 203601 (2008).
- [45]. G. Hétet, M. Hosseini, B. M. Sparkes, D. Oblak, P. K. Lam, B. C. Buchler, "Photon echoes generated by reversing magnetic field gradients in a rubidium vapor", *Opt. Lett.* **33**, 2323–2325 (2008).
- [46]. M. Hosseini, B. M. Sparkes, G. Hétet, J. J. Longdell, P. K. Lam, B. C. Buchler, "Coherent optical pulse sequencer for quantum applications", *Nature* **461**, 241–245 (2009).

## 1. Introducción

Las actividades científicas del grupo comprenden estudios en diversos temas relacionados con los láseres, la óptica cuántica y la óptica no lineal. Deseamos reseñar que la investigación es teórica y experimental y exponemos a continuación líneas que podemos considerar bien definidas dentro de las actividades que realizamos.

## 2. Láseres

Una línea de investigación importante del grupo es la construcción de láseres, tanto para el desarrollo del prototipo en sí y de sus prestaciones, como para su estudio como sistema dinámico de gran importancia, su aplicación en el estudio de fenómenos de propagación de pulsos o para estudiar fenómenos no lineales inducidos en

la materia. Los láseres se han desarrollado desde la década de los años 80 hasta la actualidad. Prototipos construidos en épocas pasadas se han centrado en el régimen pulsado de ns de duración y han incluido láseres de N<sub>2</sub>, láseres de colorante, láseres de CO<sub>2</sub> y láseres de Nd:YAG. En la actualidad trabajamos en el régimen temporal de los picosegundos y disponemos de láseres de Nd:YAG (1064 nm) y Nd:YLF (1053 nm) bombeados por diodos con bloqueo de modos por espejos saturables (la llamada tecnología SESAM, Semiconductor Saturable Absorber Mirror). Esta tecnología es cómoda de utilizar ya que permite hacer cavidades láser sencillas y compactas. En la actualidad disponemos de pulsos de 200 ps de duración y seguimos mejorando el diseño para llegar a las decenas de ps. Con estos sistemas podemos estudiar propagación de pulsos en absorbentes saturables,

como son los colorantes en disolución, en régimen superlumínico y sublumínico. Aunque las longitudes de onda implicadas no son las interesantes en tecnología de telecomunicaciones, la comprensión del fenómeno a nivel fundamental sí puede ser de ayuda para sugerir configuraciones interesantes en fibras ópticas.

Recientemente hemos comenzado a desarrollar láseres en el régimen de femtosegundos. Tenemos previsto construir en varias etapas un láser de Ti:zafiro sub-2 ciclos estabilizado en fase, utilizando tecnología ya conocida. Este láser nos permitirá por un lado hacer estudios de procesos que puedan ocurrir en la materia que interactúa con pulsos de radiación de pocos ciclos de duración y, por otro, estudiar procesos en la materia que dependan de la fase. Las capacidades teóricas del grupo también permiten desarrollar programas para estudiar la propagación de pulsos ultracortos en la materia en el contexto de la aproximación semiclásica y así está previsto.

En cuanto al estudio del Láser como sistema dinámico, nuestra actividad se enfoca principalmente al análisis de las inestabilidades espacio-temporales que surgen inevitablemente en láseres de gran apertura. Este tipo de láseres tienen gran interés en aplicaciones que requieren una alta potencia de salida, donde una gran ganancia y una buena disipación térmica son necesarias. Sin embargo, la aparición de modos transversos de orden alto y fenómenos no lineales como por ejemplo self-focusing, modifican el perfil transversal del haz, generando una compleja dinámica que puede dar lugar a la generación de vórtices ópticos, filamentación del haz o, en último término, turbulencia óptica. Todos estos procesos conllevan una degradación de la calidad del haz, que limita las aplicaciones de dichos láseres. Dentro de este contexto, nuestro grupo de investigación ha estudiado en los últimos años el proceso de generación de estas inestabilidades, así como la posibilidad de controlar el perfil transversal del haz. Estos estudios se realizan en un láser pulsado de gran apertura, donde podemos insertar diferentes medios activos, y sirviéndonos de una cámara de 1-ns de tiempo de obturación para observar la evolución de la dinámica espacial. En nuestras investigaciones, por primera vez se ha podido

resolver temporalmente la transición dinámica de un láser de Nd:YAG hacia estados espacialmente incoherentes, pudiendo definir los parámetros que retrasan dicha transición [1]. También se ha identificado la dinámica espacio-temporal de polarización de este láser, encontrando cómo llegado cierto punto de la evolución, ambas polarizaciones ortogonales evolucionan independientemente [2]. Actualmente, nuestra investigación se focaliza en el intento de control o supresión de estas inestabilidades. Hemos observado que la presencia de cierto grado de ganancia inhomogénea, donde no todos los centros activos presentan la misma frecuencia de resonancia, favorece un mayor grado de coherencia espacial del haz [3], confirmando predicciones numéricas previas [4], y esperamos que futuros estudios puedan arrojar un poco más de luz en este complicado campo de investigación.

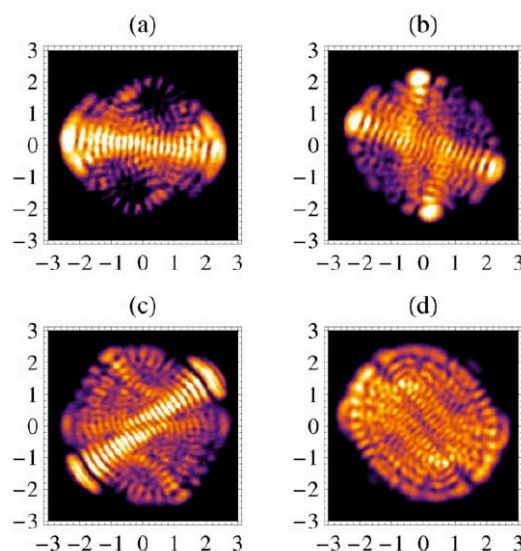


Fig. 1: Perfil espacial de la intensidad de un laser de Nd:vidrio (silicato) en distintos instantes de la evolución del pulso. (a) 7  $\mu$ s, (b) 8  $\mu$ s, (c) 24  $\mu$ s and (d) 50  $\mu$ s. Todas las unidades en mm. Imagen extraída de Ref. [4].

### 3. Luz lenta basada en CPO

El control de la velocidad de propagación de un pulso de luz en un medio material ha sido un desafío constante a lo largo de las últimas décadas. A raíz del experimento llevado a cabo por Lene Hau [5] en la Universidad de Harvard<sup>1</sup>,

<sup>1</sup>Hau demostró que la luz podía propagarse a 17 m/s en un condensado de Bose-Einstein a temperaturas cercanas al cero absoluto utilizando una técnica denominada transparencia inducida electromagnéticamente (EIT).

se han desarrollado numerosas investigaciones para profundizar en los fenómenos conocidos como luz lenta y luz rápida. Estos nombres se refieren a situaciones en las que la velocidad de propagación de los pulsos de luz (velocidad de grupo  $v_g$ ) es muy diferente de la velocidad de propagación de la luz en el vacío  $c$ . Llamamos **luz lenta** a  $v_g \ll c$  y **luz rápida**<sup>2</sup> a  $v_g \gg c$  o incluso  $v_g < 0$  conocido como velocidades negativas<sup>3</sup> (ver Fig. 2).

La velocidad de grupo se puede expresar como  $v_g = c/n_g$ , donde  $n_g$  es el índice de grupo. El índice de grupo está relacionado con el índice de refracción  $n$  a través de la expresión  $n_g = n + \omega dn/d\omega$ . El tiempo que tarda el pulso en pasar a través del material se conoce como tiempo de retardo, y viene dado por  $t_d = L/v_g = Ln_g/c$ . Por lo tanto, para aumentar el valor del retardo, podemos, o bien aumentar  $L$ , o bien maximizar  $n_g$ . El valor de  $n_g$  es máximo en la vecindad de una resonancia atómica a expensas de producirse una fuerte absorción. Es por esto que, en la práctica, la longitud efectiva  $L$  del material óptico no está limitada por su longitud física sino por la exigencia de que tanto las pérdidas por absorción como el ensanchamiento del pulso debido a la dispersión ( $dn/d\omega$ ) sean aceptablemente bajos.

Por tanto, una de las estrategias seguidas para la obtención de luz lenta consiste en minimizar la absorción que aparece en la vecindad de la resonancia atómica, en donde el material presenta un alto índice de grupo. La primera técnica que se desarrolló con este fin es la transparencia inducida electromagnéticamente (EIT) [5,9]. Más tarde se ha desarrollado otra técnica, las oscilaciones coherentes de la población (CPO) [10,11], que no es sensible a los fenómenos de decoherencia (como ocurre en EIT) y por tanto puede producir valores extremos de la velocidad de grupo en materiales sólidos a temperatura ambiente, lo que la hace especial-

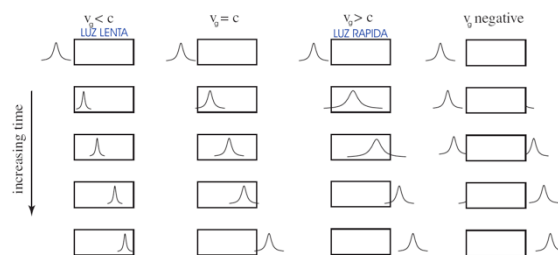


Fig. 2: Propagación sublumínica (luz lenta) y superlumínica (luz rápida) de pulsos de luz.

mente interesante para muchas aplicaciones prácticas [12-14].

Nuestro grupo ha desarrollado una línea de investigación experimental en el estudio de luz lenta utilizando la técnica de CPO (ver artículo de revisión [15]). En CPO el medio es iluminado por un haz fuerte, resonante con una transición del material, y un haz prueba, ligeramente desintonizado respecto al anterior. Cuando esta diferencia de frecuencias es menor que el tiempo de decaimiento del nivel excitado de la transición, la interferencia de estos dos haces produce una oscilación de la población del nivel fundamental a la frecuencia del batido. El acoplo entre el haz fuerte y la oscilación de la población da lugar a una reducción de la absorción que sufre el haz prueba en un intervalo de frecuencias. Es decir, se produce un hueco estrecho en el espectro de absorción para el haz prueba, que da lugar, a través de las relaciones de Kramers-Kronig, a una rápida variación del índice de refracción (con  $dn/d\omega \gg 0$ ) en torno a la resonancia (ver figura 3). Si la frecuencia del haz prueba entra dentro de este hueco espectral, el haz prueba se propagará a velocidades sublumínicas a través del material. De igual forma, cuando invertimos las poblaciones de la transición empleando para ello un haz adicional de bombeo, se induce un hueco estrecho en el espectro de ganancia que da lugar, a través de las relaciones de Kramers-Kronig, a un valor elevado y negativo del índice de grupo (dispersión anómala). En este caso, el haz prueba se propagará a velocidades superlumínicas (o incluso a velocidades de grupo negativas).

Los primeros experimentos en luz lenta basados en CPO han sido llevados a cabo por el grupo de Boyd en Rochester [10] en una varilla de cristal de rubí de 7.25 cm de largo, obteniéndose velocidades de grupo de 57.5 m/s ( $n_g = 5 \times 10^6$ ). Demostraron que la potencia del haz

<sup>2</sup>A principios del siglo XX, Sommerfeld y Brillouin [6] mostraron teóricamente que  $v_g$  puede superar el valor de  $c$ , lo que no contradice la teoría de la relatividad especial de Einstein, según la cual la información no puede transmitirse a velocidades superiores a  $c$ . Poco después de la invención del láser se realizaron los primeros experimentos que mostraron velocidades de propagación superlumínicas [7].

<sup>3</sup>Cuando  $v_g < 0$  el pico del pulso transmitido parece emerger del material antes de que el pico del pulso incidente entre en el medio [8].

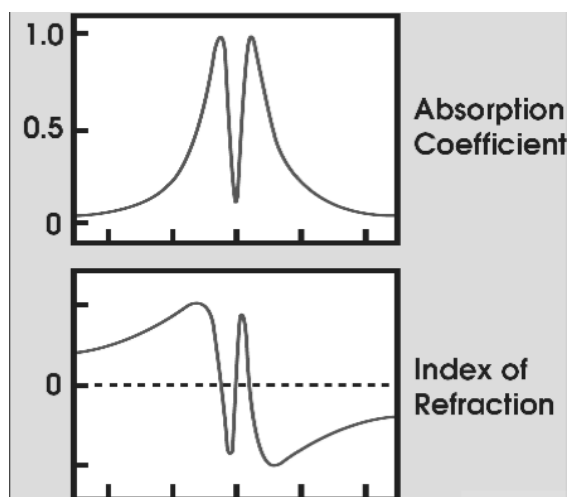


Fig. 3: Espectro de absorción (arriba) e índice de refracción (abajo) del haz prueba, donde se observa el hueco de transparencia generado por CPO.

produce un ensanchamiento del hueco espectral, de modo que la velocidad de grupo puede ser controlada cambiando la potencia de entrada. Nuestro grupo ha podido reproducir con éxito este experimento [16]. Un experimento posterior realizado por el mismo grupo [11] obtuvo velocidades de grupo superlumínicas de 800 m/s ( $n_g = -3.8 \times 10^5$ ) en un cristal de alejandrita. Los mismos autores [17] analizaron la velocidad de propagación de pulsos suaves y discontinuos a través de esos materiales (rubí y alejandrita) encontrando que una discontinuidad producida dentro del pulso se propaga a velocidades por debajo o iguales a  $c$ , mientras que la parte suave del pulso se propaga a la velocidad de grupo. Recientemente, Schweinsberg *et al* [18] obtuvieron luz lenta basada en CPO en fibras ópticas dopadas con iones de  $\text{Er}^{3+}$  (EDF). El uso de fibras ópticas para producir luz lenta ofrece grandes ventajas como el aumento de la distancia de interacción entre luz y materia, la ausencia de efectos difractivos, y la compatibilidad con los actuales sistemas de comunicaciones [12]. En este experimento propagaban una haz de 1550 nm en una fibra de 13 m de longitud, bombeando la fibra con un haz de 980 nm en configuración contra-propagante. Así obtuvieron velocidades de grupo de los pulsos de luz sublumínicas ( $v_g = 2.5 \times 10^4$  m/s sin bombeo) y superlumínicas ( $v_g = -5 \times 10^4$  m/s con bombeo).

Nuestro grupo de investigación ha desarrollado una técnica basada en CPO que permite aumentar los retardos de los pulsos de

luz en un orden de magnitud con respecto al caso usual de CPO [19]. Consiste en forzar las oscilaciones coherentes de la población generando un nuevo batido en el haz de bombeo, a la misma frecuencia que el batido que se produce en el haz prueba. Es decir, empleamos un haz fuerte de bombeo resonante con la transición de bombeo y un haz débil de bombeo ligeramente desintonizado, siendo la frecuencia de batido la misma que la generada por el haz fuerte y débil de 1550 nm. Esto permite amplificar las oscilaciones de la población y por tanto su efecto.

Muchas aplicaciones requieren una reducción de la longitud de la fibra sin que ello conlleve una reducción del retardo alcanzado [12]. Una posible vía para lograr retardos similares con longitudes de fibra más cortas es el uso de fibras con un alto nivel de iones. En este tipo de fibras, se produce una fuerte absorción tanto de la señal como del bombeo lo que da lugar a nuevos fenómenos. Nuestro grupo de investigación ha venido trabajando durante los últimos años en el estudio de luz lenta en fibras ópticas dopadas con un alto nivel de iones de  $\text{Er}^{3+}$  usando la técnica de CPO. Hemos estudiado el efecto del nivel de dopaje en la propagación sublumínica y superlumínica [20]. Utilizando fibras de 1 m de longitud altamente dopadas (con una concentración de iones de  $6.3 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ) hemos alcanzado velocidades de grupo de  $v_g = 950$  m/s, superando claramente los valores obtenidos por el grupo pionero de Boyd. Además, hemos observado una transición del régimen de propagación superlumínico a sublumínico variando únicamente la frecuencia de batido en una EDF bombeada [21,22]. Este fenómeno se puede explicar teniendo en cuenta el efecto conjunto del ensanchamiento del hueco espectral de transparencia con el haz de bombeo y la fuerte variación de la ganancia a lo largo de la fibra.

#### 4. Propagación de pulsos ultracortos y generación de radiación por mezcla de ondas

Los estudios de interacción radiación-materia han estado siempre dentro de los intereses del grupo, intentando tener siempre consonancia entre teoría y experimento. En ese sentido se han ido desarrollando las teorías necesarias para explicar los experimentos realizados o bien se

han propuesto experimentos para comprobar ciertas conclusiones teóricas, tanto en el marco clásico como en el semiclassical. El conocimiento acumulado en décadas anteriores con propagación de pulsos de ns e interacciones con semiconductores y semimetales ha permitido que nos incorporáramos de forma natural a los estudios de interacción radiación-materia en el régimen de los ps y fs. Así, se tiene cierta experiencia en el estudio de propagación de pulsos ultracortos en régimen resonante con la caracterización de agregados-J en el régimen de los femtosegundos [23]. Los agregados-J son cristales lineales que se forman en disolución por interacción dipolo-dipolo entre monómeros de moléculas orgánicas, dando lugar a la desaparición de las bandas de absorción del monómero y apareciendo estrechas bandas de resonancia tipo excitónico con comportamiento de absorbente saturable y tiempos de respuesta rápidos. Además, se ha estudiado experimentalmente la propagación de pulsos ultracortos en régimen no resonante utilizando medios dispersivos [24] y técnicas de medida basadas en diagnóstico tipo FROG (Frequency Resolved Optical Gating).

Se tiene asimismo experiencia en la generación de radiación por procesos no lineales en medios sólidos. En concreto trabajamos en procesos de mezcla de cuatro ondas en cascada, en los que dos pulsos ultracortos de distinta frecuencia  $\omega_0$  y  $\omega_1 > \omega_0$  interactúan en un medio con no linealidad  $\chi^{(3)}$  tipo Kerr para generar una colección de pulsos ultracortos a frecuencias  $\omega_n = \omega_0 - n(\omega_1 - \omega_0)$  [25,26]. El ancho espectro que abarca la cascada de pulsos, así como sus características temporales, son compatibles con la utilización de los pulsos para hacer una síntesis de Fourier de un pulso de sólo un ciclo de duración en la zona del espectro visible [25].

## 5. Memorias ópticas mediante gradiente de eco fotónico

La ingeniería de estados cuánticos y el almacenamiento de la información son los elementos esenciales para la implementación de dispositivos de información. El transporte de información cuántica se realiza idealmente mediante pulsos de radiación, mientras que los sistemas atómicos pueden suministrar un

soporte ideal para su almacenamiento. La idea es la de transferir el estado cuántico del pulso incidente en una coherencia atómica metaestable u onda de spin, de tal manera que pueda ser recuperada posteriormente "según requerimiento" con la eficiencia más alta posible. La interacción resonante entre un fotón y un átomo proporciona un fuerte acoplamiento entre la materia y la radiación. Sin embargo, la interacción con un único átomo no es suficiente para atrapar al fotón con absoluta certeza. Se puede incrementar el acoplamiento situando al átomo en una cavidad de alta fineza o rodeado de un conjunto de átomos. Además un elemento de memoria clásica o cuántica debe ser interrogado en un instante dado, por lo que deberemos poder controlar el momento en el que se produce la restauración del pulso previamente guardado.

En los últimos 5 años se ha llevado a cabo un ingente trabajo en el diseño de elementos de memoria cuántica usando técnicas tales como EIT [27,28] o transferencia Raman estimulada [29]. Se han propuesto distintos átomos para transferir pulsos de luz, tanto de manera clásica como cuántica [29,30] y se ha verificado esta transferencia experimentalmente [31]. Otros esquemas para almacenar información hacen uso del proceso de eco de fotones [32] sobre todo desde que se propusiera una modificación de las memorias de eco por Moiseev y Krúll [33], la cual ha permitido sortear el problema tradicional de la baja eficiencia del proceso de eco de fotones. En este nuevo procedimiento, se usan dos pulsos contra-propagándose durante la fase de recuperación del pulso, lo que permite la restauración del pulso guardado en el medio con eficiencias próximas a la unidad. La esencia de la memoria de eco de fotones es un proceso de sincronización de la fase inducido por el pulso de lectura que cancela el desfase producido durante la fase de almacenamiento. El control preciso del área del pulso y la necesidad de contar con un medio con ensanchamiento inhomogéneo son esenciales. Las principales características de este método han sido estudiadas en detalle en gases [34,35]. Otras propuestas basadas en eco de fotones hacen uso del control del ensanchamiento de la línea de absorción mediante campos electrostáticos [36]. Esto ha sido probado experimentalmente por Alexander *et al.* [37] en un medio sólido dopado con tierras raras y sometido a un campo longitudinal que

provoca un corrimiento Stark [38]. No obstante, comparadas con las memorias basadas en EIT, las memorias de eco de fotones son robustas, y sobre todo, eliminan las enormes restricciones respecto a la anchura espectral del pulso que se quiere guardar. En principio, en este tipo de memorias se puede guardar un pulso del orden del perfil de línea ensanchada, lo que permite concebir memorias en el rango de los GHz con aplicaciones prácticas reales [39,40]. El mayor problema de las memorias de eco fotónico es el efecto contradictorio entre la necesidad de absorción de los datos llevados por el pulso incidente y la emisión del eco que necesariamente se reabsorbe resultando en una baja eficiencia en el proceso de recuperación. Para sortear este problema, nuestro grupo de investigación está llevando a cabo el análisis teórico y experimental de nuevos esquemas de obtención de ecos fotónicos considerando medios atómicos de cuatro o más niveles de tipo trípode con sub-niveles Zeeman. En este nuevo esquema, es posible disponer de dos canales independientes para almacenar los campos incidentes permitiendo que el sistema atómico actúe como multiplexor totalmente óptico. Este tipo de estructuras atómicas permiten nuevas posibilidades de control del almacenamiento mediante campos auxiliares que interaccionan con nuevas transiciones. Al mismo tiempo, los niveles Zeeman que corresponden a diferentes niveles hiperfinos pueden ser sometidos a campos magnéticos longitudinales para variar el desdoblamiento entre ellos y así permitir la generación de memorias con gradiente de eco en las que no se hace necesario el uso del pulso. La reversión del campo magnético permitirá el refaseo de los dipolos atómicos que, al contrario que en las memorias de eco tradicionales, ocurrirá en diferentes puntos del medio al mismo tiempo. Mientras que en las memorias de eco convencionales, el pulso recuperado está invertido temporalmente, en nuestro caso es posible obtener una copia del pulso de entrada aplicando dos reversiones del campo magnético durante el proceso de almacenamiento. Simultáneamente estamos interesados en extender estos tratamientos a conjuntos de puntos cuánticos y analizar la posibilidad de generar ecos en conjuntos de puntos cuánticos ensamblados aprovechando el ensanchamiento inhomogéneo que aparece en

estas estructuras debido a las diferencias de tamaño de cada punto cuántico [41].

### 5.1 Modelo teórico y resultados numéricos

Para dar una idea de los tratamientos que estamos desarrollando, consideraremos la interacción noresonante de un campo débil linealmente polarizado con un medio atómico constituido por un elevado número de átomos de cuatro niveles en una configuración trípode tal como se muestra en la Fig. 4.

Los niveles fundamental y excitado son  $|1\rangle$  y  $|4\rangle$ , respectivamente. Este esquema representa una configuración típica obtenible, por ejemplo en la línea D2 en  $^{87}\text{Rb}$ . Simultáneamente se aplica un campo magnético longitudinal  $B$  a lo largo del medio que elimina la degeneración del estado fundamental dando lugar a la aparición de dos nuevos subniveles  $|2\rangle$  y  $|3\rangle$ , los cuales experimentan un corrimiento Zeeman dado por  $d=\mu_B g_F B$ , donde  $\mu_B$  y  $g_F$  son el magnetón de Bohr y el factor giromagnético, respectivamente. El campo magnético externo presenta una variación lineal con la distancia a lo largo del medio atómico, lo cual a su vez, produce una corrimiento Zeeman de los subniveles variable linealmente con la distancia. Las frecuencias angulares de los campos incidentes son resonantes con los átomos en diferentes posiciones de la muestra, permitiendo así una codificación espacial de las componentes espectrales de los pulsos incidentes. El campo cuántico se compone de dos campos polarizados circularmente y se propaga en la dirección positiva  $z$  del medio, de longitud  $L$ , con amplitudes  $E_2(z,t)$  y  $E_3(z,t)$ .

Las ecuaciones de movimiento de las coherencias atómicas de interés, en el límite adiabático, son (ver [42,43] para más detalles)

$$\frac{\partial \sigma_{31}}{\partial t} = -(\gamma_{31} + i\Delta_{13})\sigma_{31} + i\frac{g_3}{2\Delta_3}\Omega_1^*E_3 - i\frac{g_2g_3}{2\Delta_3}E_2^\dagger E_3\sigma_{21}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \sigma_{21}}{\partial t} = -(\gamma_{21} + i\Delta_{12})\sigma_{21} + i\frac{g_2}{2\Delta_2}\Omega_1^*E_2 - i\frac{g_2g_3}{2\Delta_1}E_3^\dagger E_2\sigma_{31}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} iNg_2 = \left(\frac{g_2}{2\Delta_2}E_2 + \frac{\Omega_1}{\Delta_2}\right)\sigma_{21}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_3}{\partial z} = iNg_3\left(\frac{g_3}{2\Delta_3}E_2 + \frac{\Omega_1}{\Delta_3}\right)\sigma_{31}. \quad (4)$$



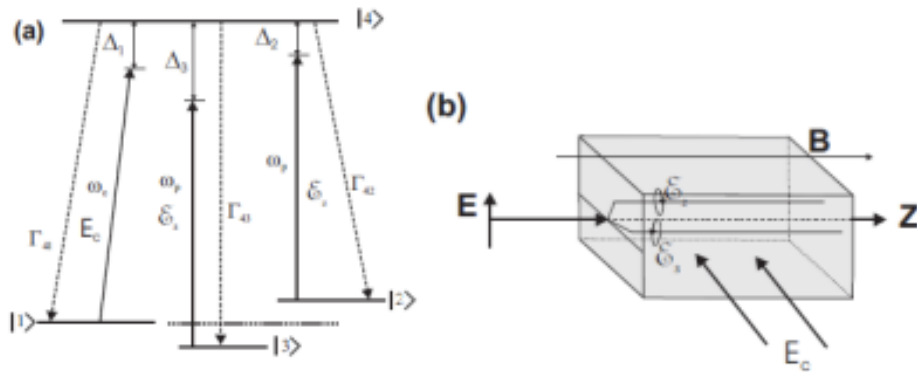


Fig. 4: (a) Esquema de los niveles atómicos. (b) Configuración de los campos prueba y de control y del campo magnético externo aplicado a lo largo del eje z.

La Fig. 5(a)-(b) presenta la evolución temporal de los campos prueba durante el proceso de escritura, almacenamiento y recuperación de los pulsos. Se puede apreciar que los pulsos incidentes se anulan durante la propagación a lo largo del medio y que se recuperan cuando el signo del corrimiento Zeeman longitudinal cambia, lo cual permite el refaseo de los dipolos o coherencias atómicas. Nótese que durante la fase de escritura de los pulsos, las dos componentes del campo incidente se transfieren efectivamente al medio en diferentes localizaciones espaciales. De hecho la longitud requerida para que se absorba la componente  $E_2(z,t)$  del pulso es mayor que la asociada a la componente  $E_3(z,t)$ . Consecuentemente, el refaseo de las coherencias o dipolos atómicos se produce también en diferentes puntos de la muestra durante la fase de recuperación o lectura. Las dos componentes del campo se recombinan a la salida del medio para producir el campo efectivo que se muestra en la Fig. 5(c).

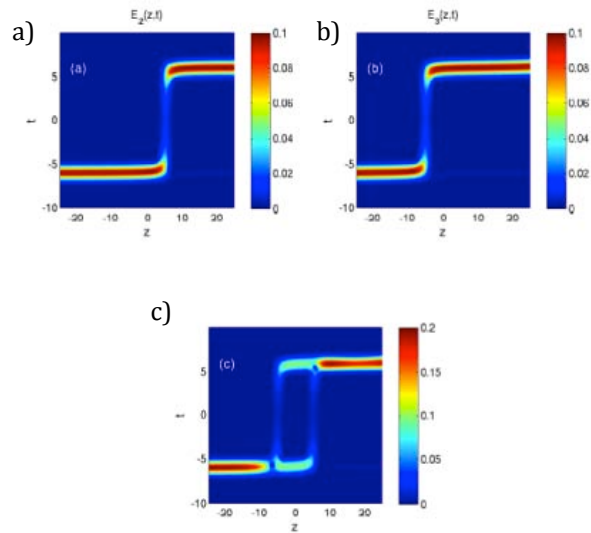


Fig. 5: (a) Evolución dinámica de la intensidad del campo prueba  $E_2(z,t)$ . (b) Evolución dinámica de la intensidad del campo prueba  $E_3(z,t)$ . (c) Evolución dinámica de la intensidad del campo prueba  $E_2(z,t)+E_3(z,t)$ .

## 6. Conclusiones

Se han presentado las líneas de investigación actuales del Grupo UCM de Física del Láser, Óptica Cuántica y Óptica No Lineal. Desarrollamos prototipos de láser para la mejora de los dispositivos en sí y para su aplicación a estudios de interacción radiación materia, y la propagación de pulsos ultracortos en medios resonantes y no resonantes. Estudiamos la aparición y el posible control de las inestabilidades espacio-temporales en láseres de estado sólido gran apertura. Concretamente,

hemos observado que la contribución de un ensanchamiento inhomogéneo a la línea de ganancia permite obtener una mayor coherencia espacial del haz.

Estudiamos luz lenta empleando la técnica de las oscilaciones coherentes de la población (CPO). En esta línea hemos desarrollado una técnica novedosa que permite aumentar los retardos de los pulsos de luz en un orden de magnitud con respecto al caso usual. También hemos estudiado luz lenta en fibras ópticas altamente dopadas con iones de  $Er^{3+}$  analizando el efecto del nivel de dopaje en la propagación sublumínica y superlumínica.

Generamos radiación por procesos en medios no lineales tipo Kerr y la caracterizamos espectral y temporalmente, lo que nos permite encontrar aplicaciones potenciales de la misma.

Analizamos las posibilidades de almacenado y restauración de dos pulsos en un conjunto de átomos multiniveles sujetos a un campo magnético longitudinal variable espacialmente. Un campo de control auxiliar y desintonizado permite la transferencia del pulso incidente a los dos canales o coherencias atómicas del sistema de átomos. La inversión temporal de la polaridad

del campo magnético permite la recuperación de los pulsos previamente almacenados en las coherencias atómicas.

#### **Agradecimientos**

Agradecemos la financiación actual de la investigación por los proyectos: FIS2007-6582 (MEC); FIS2009-07870 (MCINN); FIS2010-22082 (MCINN); GR58/08 910133-1030 (BSCH-UCM); Acción Integrada HP2008-0064 (MICINN). F. Arrieta-Yáñez agradece la financiación de la Consejería de Educación de la Comunidad de Madrid y del Fondo Social Europeo.