

Controlando la velocidad de la luz: luz rápida, luz lenta

Luis L. Sánchez Soto, Gunnar Björk y Andrei B. Klimov

Introducción

En la primavera del *annus mirabilis* de 1905, un joven empleado de la oficina de patentes de Berna, llamado Albert Einstein, enviaba a la prestigiosa revista alemana *Annalen der Physik* cuatro artículos que definía como “balbuceos sin importancia”. Como es conocido, estos monumentales trabajos sentaron las bases de los dos grandes paradigmas que revolucionaron la ciencia del siglo XX y que cambiaron drásticamente las concepciones existentes hasta entonces sobre el mundo: la relatividad y la física cuántica.

La relatividad atrajo enseguida la atención no sólo de la comunidad científica, sino también de notables filósofos y de una cohorte de diletantes embelesados por uno de los más bellos capítulos de la historia de la ciencia. De hecho, su trascendencia pública es tan amplia que sigue concitando vehementes debates filosóficos, recibiendo aún hoy algún que otro malhadado ataque, así como encomiásticas defensas. No es nuestro objetivo en este artículo glosar la teoría de la relatividad, sino que nos centraremos en uno de sus ingredientes básicos: la velocidad de la luz.

La velocidad de la luz en el vacío, c , casi unos 300.000 km/s, es una de las constantes físicas mejor conocidas. La idea relativista de simultaneidad impone que ninguna información puede viajar más rápido que la luz sin vulnerar nuestros conceptos básicos sobre la causalidad. Sin embargo, en los últimos años la óptica cuántica ha realizado una serie de fantásticos experimentos en los que la luz se *propaga* con velocidad mayor que c o, por el contrario, se frena e incluso se para. En este artículo describimos someramente estos recientes avances, intentando resaltar las ideas básicas de los procesos físicos implicados.

Caracterizando la velocidad de la luz

La velocidad de una onda puede definirse de muy diversas formas, en parte porque hay diferentes tipos de ondas y en parte porque uno puede centrarse en diferentes aspectos de la onda. Esta ambigüedad lleva a menudo a confusiones, debidas fundamentalmente a una incorrecta comprensión de la diferencia entre velocidad de fase, de grupo y de señal.

Para intentar aclarar estos conceptos, considérese primero una onda plana monocromática (en una dimensión) de la forma

$$u(z, t) = u_0 \cos(\omega t - kz),$$

donde k denota el número de ondas y ω la frecuencia angular. Podemos imaginar esta onda como un perfil rígido que se propaga en la dirección positiva del eje Z . Las superficies $\omega t - kz = \text{constante}$ se desplazan a una velocidad

$$v_\phi = \frac{\omega}{k}, \quad (1)$$

conocida como velocidad de fase y que, a menudo se expresa como $v_\phi = c/n$, siendo n el índice de refracción.

Es bien sabido que no se puede enviar información mediante una señal puramente monocromática. De hecho, no es difícil imaginar situaciones en que la velocidad de fase exceda el valor de c . Sin embargo, esto carece de realidad física, ya que una onda plana

monocromática es infinita tanto espacial como temporalmente. En cuanto tenga un principio y un final se introduce un rango de frecuencias y la señal deja de ser monocromática.

Por tanto, nos vemos abocados a considerar ondas no monocromáticas, lo que convierte la noción de “fase” en algo ambiguo, puesto que ahora el perfil de la onda no se repite. Por sencillez, consideremos el ejemplo de la superposición de dos ondas monocromáticas con frecuencias y números de onda ligeramente diferentes: $u_0 \cos[(\omega \pm \delta\omega)t - (k \pm \delta k)z]$. Es conocido que la combinación de dos tonos ligeramente distintos produce una pulsación, como resultado de que ambos tonos se van superponiendo sucesivamente en fase o en oposición de fase. En efecto, la suma se puede calcular inmediatamente, obteniendo

$$2u_0 \cos(\delta\omega t - \delta k z) \cos(\omega t - kz)$$

Una representación cualitativa de esta superposición se muestra en la figura 1.

Esta suma se puede interpretar como una onda plana de frecuencia ω y número de ondas k , pero cuya amplitud aparece modulada por el factor $\cos(\delta\omega t - \delta k z)$. La velocidad de fase (es decir, de las oscilaciones internas) es ω/k , mientras que la envolvente (señalada por puntos en la figura) se mueve rígidamente con una velocidad $\delta\omega/\delta k$. Puesto que cada grupo de la envolvente contiene ondas internas, esta velocidad se denomina velocidad de grupo.

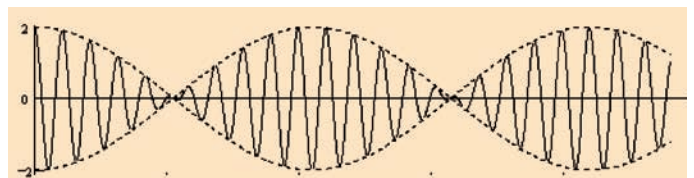


Figura 1. Resultante de la superposición de dos ondas planas de igual amplitud y frecuencias y números de onda próximos.

Con toda generalidad se puede afirmar que para construir un único pulso hay que superponer muchas ondas con frecuencias y número de ondas distribuidos en un pequeño rango en torno a unos valores centrales, que denotaremos por ω y k . La resultante puede escribirse en la forma $\mathcal{A}(t - z/v_g) \cos(\omega t - kz)$, donde v_g es la velocidad de grupo, que se puede expresar como

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}. \quad (3)$$

La intensidad, promediada sobre un período, resulta proporcional a $\mathcal{A}^2(t - z/v_g)$, lo que describe un pulso que se propaga sin deformarse a velocidad v_g .

Para cada medio existe una relación bien definida entre el número de ondas y la frecuencia de las ondas que se pueden propagar en él. Esto constituye la denominada relación de dispersión. En el caso de la luz en un medio transparente, esto suele expresarse en la forma $k = n(\omega) \omega / c$, donde el índice de refracción depende, en general, de la frecuencia, pues los medios materiales son dispersivos. Usando esta relación, se obtiene que

$$v_g = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}, \quad (4)$$

donde tanto n como $dn/d\omega$ se deben evaluar a la frecuencia central del intervalo considerado. Esta ecuación muestra que la velocidad de grupo puede ser mayor que c cuando $dn/d\omega$ sea negativo; es decir, el índice decrece con la frecuencia. La variación típica del índice de refracción se muestra en la figura 2, así como la del coeficiente de absorción para un medio con una línea de absorción centrada en ω_0 .

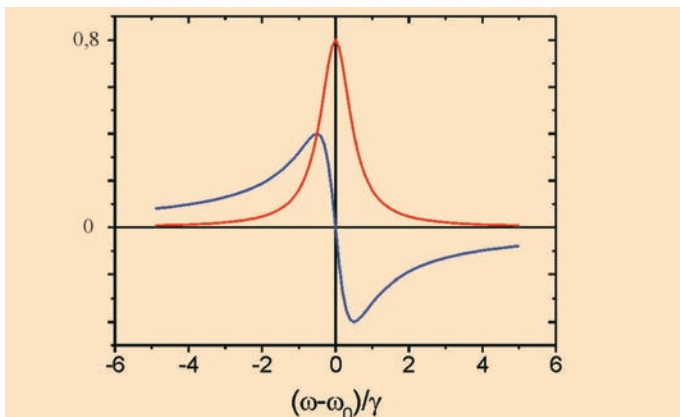


Figura 2. Variación típica de $n-1$ (en azul) y del coeficiente de absorción (en rojo) en función de $(\omega - \omega_0)/\gamma$, donde ω_0 es la frecuencia de resonancia del medio y γ la anchura a media altura de la línea de absorción.

Como se aprecia en esta figura, el índice de refracción aumenta con la frecuencia, excepto en un entorno de la frecuencia de absorción, donde se produce la llamada dispersión anómala. Este nombre se debe a que cuando $dn/d\omega < 0$ un experimento de dispersión descompondría los colores en el orden inverso al que se da en la práctica. Esto no se puede llegar a observar porque en estas zonas los materiales son fuertemente absorbentes (es decir, opacos). Nótese también que para un medio amplificador, la curva $n(\omega)$ es la misma que en la figura 2, pero con el signo cambiado. En consecuencia, la dispersión se hace ahora “anómala” cuando estamos alejados del centro de la línea.

Existe una desafortunada tendencia a identificar la velocidad de grupo con la de propagación de la señal. Se pueden encontrar textos clásicos de óptica o electromagnetismo en los que se afirma que una velocidad de grupo mayor que c contradice a la relatividad especial. Los argumentos para justificar tal falacia son numerosos, aunque todos ellos asumen que cuando $v_g > c$ un pulso sufre tal distorsión que el propio concepto de velocidad de grupo deja de tener sentido. Hoy los experimentos demuestran, contundentemente, que la velocidad de grupo puede ser mayor que c , siendo aún una buena medida de la velocidad de un pulso que se mueve sin apenas distorsión.

Esta discusión sorprendería a Sommerfeld y a Brillouin, pues hace ya muchos años pusieron de manifiesto que la velocidad de grupo no es, en general, una velocidad de señal. Su teoría, a pesar de estar llena de intrincados cálculos, está magníficamente expuesta en el libro de Brillouin “*Wave propagation and group velocity*”, cuya lectura recomendamos vivamente. Aunque no nos podemos extender en detalles, una señal se define como un tren de oscilaciones que empieza desde cero en un cierto instante. La velocidad de grupo caracteriza la propagación del pico del pulso (o de éste como un todo), pero no del punto de discontinuidad que empieza en cero en cierto instante y que describe el frente. Puesto que este frente está asociado con frecuencias infinitas y el índice de refrac-

ción tiende a la unidad para estas frecuencias, su velocidad de propagación es precisamente c .

Nótese, para concluir, que en un medio material la velocidad de grupo puede ser infinita o incluso negativa, siempre que $dn/d\omega$ sea suficientemente negativo. Una velocidad de grupo infinita significa que el pico de un pulso emerge del medio al mismo tiempo que entró en el medio; es decir, el pico cruza el medio instantáneamente. Una velocidad de grupo negativa, requiere que el pico del pulso emerja del medio antes de que, por poco intuitivo que pueda parecer, haya entrado en él.

Luz rápida

La discusión sobre velocidades de grupo “anómalas” para la luz no es nueva. De hecho, provienen de una problemática bien diferente: desde que en 1934 MacColl anticipó que el pico del paquete de ondas asociado a una partícula puede cruzar una barrera de potencial sin un retardo apreciable, la cuestión de los tiempos de tránsito ha sido centro de intensos debates y controversias. Sólo recientemente, el grupo de Raymond Chiao en la Universidad de Berkeley, ha conseguido medir explícitamente este tiempo de tránsito. En estos experimentos, se emplearon pares de fotones idénticos: uno de los fotones viaja en el vacío, mientras que el otro incide sobre un filtro antirreflejante (que en este contexto se denomina cristal fotónico, pues la propagación de la luz en él se asemeja mucho a la de los electrones en un cristal), consistente en un conjunto de láminas dieléctricas en las que se alternan sucesivamente capas de índices de refracción alto y bajo. Este filtro hace el papel de una barrera de potencial. El equipo fue capaz de medir que el fotón aparece al otro lado del filtro 1.5 fs antes que el que va por el vacío, lo que se corresponde a una velocidad de grupo negativa de $1.7 c$. En posteriores experimentos, el grupo de Spielman, en la Universidad técnica de Viena, demostró que el tiempo de propagación del pulso dentro del filtro antirreflejante es independiente del espesor del filtro.

Quizás la evidencia más espectacular de la propagación sin distorsión de un pulso con velocidad de grupo mayor que c sea la debida al grupo de Arthur Dogariou en los laboratorios NEC. En estos experimentos, se empleó vapor de cesio que, en presencia de un campo magnético, desdobra sus niveles atómicos como se indica en la figura 3.a. Con dos láseres de bombeo se consigue un perfil de ganancia como el mostrado en la figura 3.b. Si ahora se hace pasar por el medio un pulso de prueba cuya frecuencia se ajusta entre las dos líneas de ganancia, éste experimenta una fuerte dispersión anómala, pero sin absorción, a diferencia de lo que sucede en la figura 2.

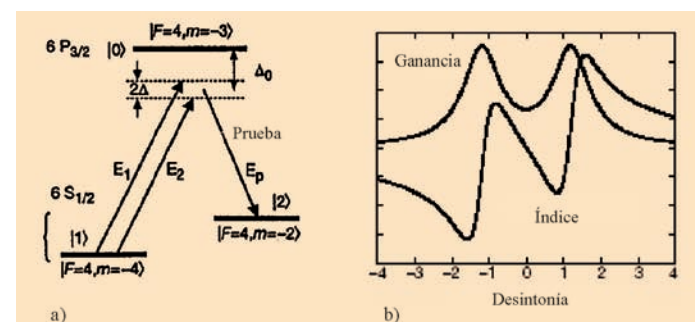


Figura 3. a) Esquema de niveles del cesio bombeado por dos láseres (E_1 y E_2). Sobre el medio incide también un haz de prueba, que experimenta un perfil de ganancia y un índice de refracción mostrados en b).

Con esta técnica, el grupo observó que el pico del pulso transmitido aparece al final del medio 62 ns antes de que el pico incidente entre en el mismo, lo que implica que el pico transmitido viaja unos 18 m antes de que el pico incidente haya llegado; es decir, una velocidad de grupo $-c/310$.

Estos experimentos son sin duda chocantes, pero en ningún modo suponen una violación del principio de causalidad, como pudiera parecer. El pico del pulso transmitido está separado un lapso L/v_g del pico del pulso incidente (siendo L la longitud del medio), pero no está relacionado causalmente con él. Dicho de otra forma, la velocidad superlumínica del pico no representa ninguna velocidad de transmisión de información.

Estos efectos de propagación pueden describirse mediante una sencilla imagen desarrollada por Raymond Chiao y Peter Milonni. La idea es que la componente de Fourier $A \exp[i(\omega t + \theta)]$ de un pulso se puede representar como un fasor de módulo A y argumento $\omega t + \theta$. El pico de un paquete Gaussiano corresponde así a un tiempo en el que estos fasores se suman en fase para dar un máxi-

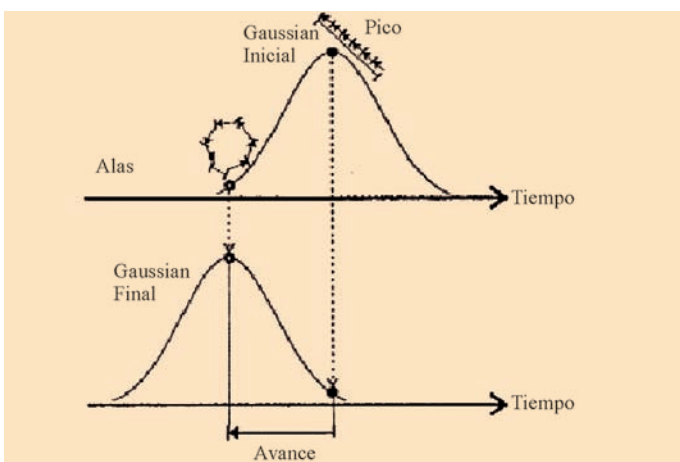


Figura 4. Descripción cualitativa en términos de pasos de una velocidad de grupo mayor que c .

mo, mientras que en las colas, la suma de estos fasores origina una interferencia destructiva, tal y como se muestra en la figura 4.

La propagación en un medio dispersivo origina una precesión de estos fasores. Cuando la dispersión es normal, el resultado es un retardo del pulso respecto a la propagación en el vacío: el polígono casi cerrado en el punto A se abre y los fasores tienden a alinearse en el tiempo A' . En el caso de dispersión anómala, la precesión se produce en sentido opuesto y resulta en un avance del pulso. Los fasores asociados al frente (en el sentido de Sommerfeld-Brillouin) tienen todos longitud nula, por lo que sólo se pueden combinar para dar cero: ninguna señal puede viajar más rápido que el frente, que sabemos que viaja a la velocidad c .

Luz lenta

La ecuación (3) implica también que la velocidad de grupo puede hacerse muy pequeña cuando $dn/d\omega$ es muy grande y positivo. Para lograrlo, se suele recurrir a la llamada transparencia inducida electromagnéticamente (EIT, tal y como se suele conocer por su acrónimo en inglés).

Este es un efecto debido a la interferencia cuántica, que puede emplearse para hacer transparente un material opaco. Un esquema típico de esta EIT se presenta en la figura 5. Se supone que el medio consiste en átomos con tres niveles relevantes: un estado fundamental $|1\rangle$ y otro muy próximo $|2\rangle$ (normalmente un subestado Zeeman), así como un estado excitado $|3\rangle$.

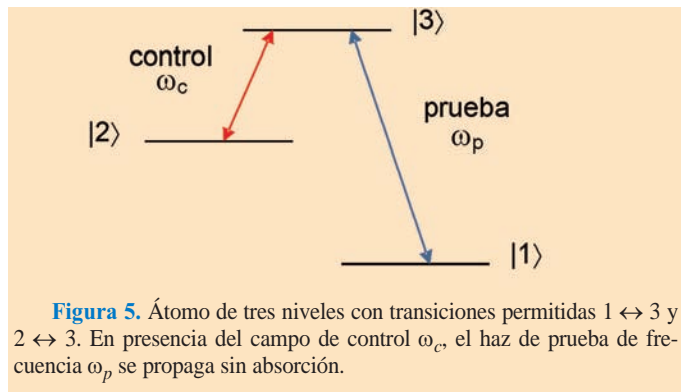


Figura 5. Átomo de tres niveles con transiciones permitidas $1 \leftrightarrow 3$ y $2 \leftrightarrow 3$. En presencia del campo de control ω_c , el haz de prueba de frecuencia ω_p se propaga sin absorción.

Inicialmente todos los átomos se encuentran en el estado fundamental $|1\rangle$. Cuando se conecta el láser de control, acopla el nivel $|2\rangle$ con el $|3\rangle$. Puesto que este nivel $|2\rangle$ está desdoblado, este haz no se absorbe, sino que produce un desdoblamiento simétrico del nivel excitado en otros dos subniveles, cuya separación depende de la intensidad del campo eléctrico de la luz del láser de control. Si se hace incidir un pulso de prueba, resonante con la transición $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$, se puede calcular que el índice de refracción que experimenta en el medio tiene la forma que se representa en la figura 6.

El índice en resonancia es la unidad, debido a que las contribuciones de los dos subniveles simétricos se cancelan. Como puede observarse, se produce una variación muy pronunciada del índice en torno a la frecuencia de la transición entre $|1\rangle$ y $|3\rangle$. Por eso, la velocidad de grupo del pulso de prueba resulta proporcional a la intensidad del haz de control e inversamente proporcional a la den-

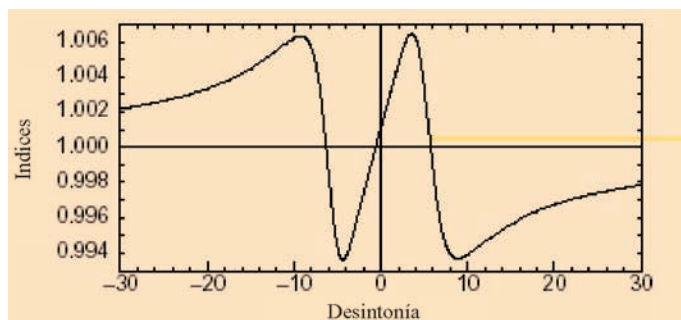


Figura 6. Índice de refracción experimentado por el haz de prueba en función de la desintonía con la frecuencia de la transición $1 \leftrightarrow 3$.

sidad atómica, parámetros ambos que pueden ser experimentalmente controlados.

Nótese que el pulso de prueba se absorbería fuertemente en ausencia del láser de control. Sin embargo, cuando éste se conecta se crea una ventana de transmisión y el medio se vuelve transparente. Sin entrar en detalles innecesarios, esta transparencia inducida se debe a que los haces fuerzan a que el átomo se encuentre en una superposición antisimétrica (dependiente de las intensidades) de los estados $|1\rangle$ y $|2\rangle$, de forma que las amplitudes de probabilidad de los procesos de absorción $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ y $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ interfieren destructivamente y los átomos nunca alcanzan el estado excitado. En esta *raya negra* (tal y como fue inicialmente denominada por su descubridor, Gaspar Orriols, de la Universidad Autónoma de Barcelona, en colaboración con el grupo de Gerardo Alzetta en Pisa), el medio no absorbe ni del haz de control ni del de prueba.

Cuando un pulso entra en el medio, su cola anterior se frena por estar en el medio, mientras que su cola posterior, aún en el vacío, va más rápida y el pulso se comprime. Esta idea fue llevada a cabo por el grupo de Lene Hau en la Universidad de Harvard, usando como medio material un conjunto de átomos ultra fríos de sodio,

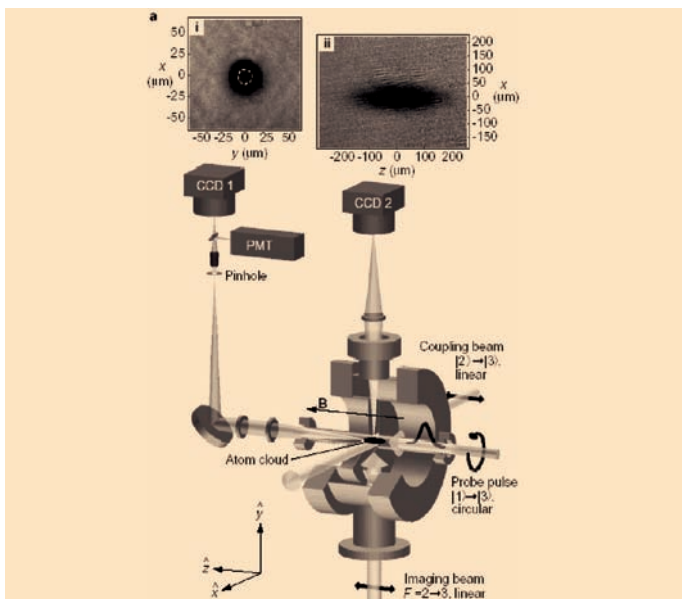


Figura 7. Dispositivo experimental empleado por el grupo de Lene Hau en Harvard para generar luz parada. Las cámaras CCD sirven para obtener las imágenes de las nubes atómicas, mientras que el tubo fotomultiplicador (PMT) se emplea para medir el retardo en el pulso de prueba.

A medida que el pulso se propaga por el medio, los átomos pasan a estar en un estado *negro*. En consecuencia, la distribución espacial de estos estados es esencialmente la misma que la de la luz: el pulso va grabando una especie de holograma atómico que le sigue en su propagación. Este holograma es el que se muestra en la parte superior de la figura. La forma típica de *boomerang* muestra claramente la compresión que sufre el pulso. Con esta técnica, se lograron velocidades de grupo tan increíbles como 17 m/s.

Mijail Lukin, de la Universidad de Harvard, sugirió recientemente la idea de que los átomos y el haz de prueba pueden describirse adecuadamente en términos de lo que se conoce como un polaritón, que es una mezcla de variables atómicas y del campo. La proporción de componente atómica y de campo vienen dadas por cierto ángulo de mezcla θ , que a su vez depende del haz de control. En esta descripción la velocidad de grupo del pulso de prueba vale $c \cos^2 \theta$, de modo que puede variarse modificando la intensidad del láser de control. De hecho, variando θ de 0 a $\pi/2$ se puede hacer que la velocidad de grupo de c a 0: el polaritón pasa de ser puramente fotónico a ser puramente atómico y el pulso de prueba queda parado y grabado en el medio. Si se vuelve después al valor de θ igual a 0, se debe encontrar una reaceleración del pulso de prueba, puesto que el polaritón cambia de puramente atómico a puramente fotónico. Este mecanismo notable de frenado, almacenamiento y reaceleración ha sido observado en vapor de sodio ultrafrío y en vapor de rubidio a temperatura ambiente. En ambos experimentos el tiempo de almacenamiento llegó a ser del orden del milisegundo.

Conclusiones

Las ideas descritas han producido un impacto considerable en la óptica y el electromagnetismo, aunque aún no tenemos ninguna

aplicación. Quizás el campo donde más se están considerando (especialmente la EIT) es en el de procesamiento de señales en comunicaciones ópticas. El escollo a que se enfrenta una posible realización práctica radica en los materiales. Las demostraciones experimentales en laboratorio han empleado gases atómicos debido a sus largos tiempos de coherencia, pero su respuesta es lenta. Lo ideal sería disponer de dispositivos de estado sólido operando a temperatura ambiente. En este campo existe un gran número de grupos trabajando actualmente.

Desde luego, el frenado y almacenamiento de luz ofrece prometedoras posibilidades en el emergente campo de la computación cuántica, pues constituyen una herramienta ideal para transferir información entre luz y materia.

En todo caso, y con independencia de sus posibles aplicaciones, estos trabajos han contribuido decisivamente a mejorar nuestro entendimiento básico de la óptica.

Agradecimientos

Los autores agradecen las fructíferas conversaciones con Marlan Scully y Raymond Chiao.

Referencias

Una relación de referencias, medianamente completa, en un campo tan activo sería demasiado larga. Nos restringimos a destacar algunos excelentes artículos de divulgación:

- [1] R. WALSWORTH, S. YELIN, M. LUKIN: "The Story Behind Stopped Light", *Optics and Photonics News* **13** (3), 51 (2002)
- [2] R. CHIAO, P. MILONNI: "Slow light, fast light", *Optics and Photonics News* **13** (5), 25 (2002)
- [3] Y. ROSTOVTSSEV, O. KOCHAROVSKAYA, G. R. WELCH, M. O. SCULLY: "Slow, Ultraslow, Stored, and Frozen Light", *Optics and Photonics News* **13** (5), 44 (2002)
- [4] Z. DUTTON, N. S. GINSBERG, C. SLOW, L. V. HAU: "The art of taming light: ultra-slow and stopped light", *Europhysics News* **35** (2), 33 (2004).
- [5] R. CHIAO, A. STEINBERG: "Tunneling times and superluminality", *Progress in Optics* **37**, 345 (1997)
- [6] R. W. BOYD, D. J. GAUTHIER: "Slow and fast light", *Progress in Optics* **43**, 497 (2002)
- [7] M. S. BIGELOW, N. N. LEPESHKIN, R. W. BOYD: "Ultra-slow and superluminal light propagation in solids at room temperature", *J. Phys. C* **16**, R1321 (2004)

Con un nivel más técnico, e información muy detallada:

- | |
|--|
| <p>Luis L. Sánchez Soto
Departamento de Óptica. Universidad Complutense. Madrid</p> <p>Gunnar Björk
Department of Microelectronics and Information Technology.
Royal Institute of Technology. Estocolmo</p> <p>Andrei B. Klimov
Departamento de Física. Universidad de Guadalajara.
Jalisco. Méjico</p> |
|--|