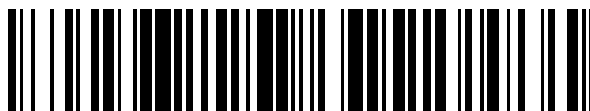


19



OFICINA ESPAÑOLA DE
PATENTES Y MARCAS

ESPAÑA



11 Número de publicación: **2 777 650**

51 Int. Cl.:

<i>G01J 3/28</i>	(2006.01)	<i>H01S 3/00</i>	(2006.01)
<i>H01S 3/067</i>	(2006.01)		
<i>G01J 3/10</i>	(2006.01)		
<i>G01J 1/00</i>	(2006.01)		
<i>G01N 21/00</i>	(2006.01)		
<i>G01J 9/04</i>	(2006.01)		
<i>G01N 21/39</i>	(2006.01)		
<i>G01J 3/02</i>	(2006.01)		
<i>H01S 3/11</i>	(2006.01)		
<i>G01J 3/433</i>	(2006.01)		

12

TRADUCCIÓN DE PATENTE EUROPEA

T3

96 Fecha de presentación y número de la solicitud europea: **13.02.2017** **E 17000224 (0)**

97 Fecha y número de publicación de la concesión europea: **11.12.2019** **EP 3361583**

54 Título: **Generación de impulsos láser y espectroscopia utilizando el efecto Talbot temporal y dispositivos correspondientes**

45 Fecha de publicación y mención en BOPI de la traducción de la patente:
05.08.2020

73 Titular/es:
**MAX-PLANCK-GESELLSCHAFT ZUR
FÖRDERUNG DER WISSENSCHAFTEN E.V.
(100.0%)
Hofgartenstrasse 8
80539 München, DE**

72 Inventor/es:

**UDEM, THOMAS y
OZAWA, AKIRA**

74 Agente/Representante:

CURELL SUÑOL, S.L.P.

ES 2 777 650 T3

Aviso: En el plazo de nueve meses a contar desde la fecha de publicación en el Boletín Europeo de Patentes, de la mención de concesión de la patente europea, cualquier persona podrá oponerse ante la Oficina Europea de Patentes a la patente concedida. La oposición deberá formularse por escrito y estar motivada; sólo se considerará como formulada una vez que se haya realizado el pago de la tasa de oposición (art. 99.1 del Convenio sobre Concesión de Patentes Europeas).

DESCRIPCIÓN

Generación de impulsos láser y espectroscopia utilizando el efecto Talbot temporal y dispositivos correspondientes

5

La presente invención se refiere a un método de generación de un tren de impulsos de impulsos láser, en particular mediante un acoplamiento de modos de modos de resonador de un resonador de láser. Además, la invención se refiere a un método de espectroscopia para investigar una muestra, usando el tren de impulsos de los impulsos láser. Además, la invención se refiere a un aparato fuente de impulsos láser y a un aparato de espectroscopia que incluye el aparato fuente de impulsos láser. Se encuentran disponibles aplicaciones de la invención, por ejemplo, en la física del láser, en particular la espectroscopia.

10

En la presente memoria descriptiva, se hace referencia a los siguientes documentos que ilustran los antecedentes técnicos de la invención:

15

- [1] Th. Udem *et al.* en "Nature" 416, 233 (2002);
- [2] M. Hofer *et al.* en "Opt. Lett." 16, 502 (1991);
- [3] T. Ideguchi *et al.* en "Nat. Commun." 5, 3375 (2014);
- [4] B. Bernhardt *et al.* en "Nature photonics" 4, 55 (2010);
- [5] US 2009/003391 A1;
- [6] S. Teng *et al.* en "Opt. Commun." 315, 103 (2014);
- [7] J. Azaña *et al.* en "Appl. Opt." 38, 6700 (1999); y
- [8] T. Suzuki *et al.*, en "Opt. Expr." 18, 23088 (2010).

20

25

La creación de impulsos láser mediante el acoplamiento de modos de modos de resonador de un resonador de láser se conoce de manera general. Típicamente, los láseres pulsados convencionales crean un tren de impulsos de impulsos láser, que se puede representar en el espacio de frecuencias como un peine de frecuencias con modos de peine equidistantes, resultantes de la periodicidad temporal del tren de impulsos (por ejemplo, [1]).

30

Los láseres pulsados que crean peines de frecuencias, como, por ejemplo, los láseres de fibra con bloqueo de modos [2], tienen numerosas aplicaciones en la física del láser, la metrología, la espectroscopia y/o la generación de impulsos de attosegundos. En particular, se ha propuesto una espectroscopia de peine dual [3, 4], en la que se efectúa una espectroscopia por transformada de Fourier con dos peines de frecuencias convencionales que presentan, cada uno de ellos, un espaciado de modos equidistante. Un primer peine de frecuencias se transmite a través de una muestra y, después de ello, se superpone con un segundo peine de frecuencias que tiene una tasa de repetición ligeramente diferente en comparación con el primer peine de frecuencias. El primer y el segundo peines de frecuencias interfieren, de manera que se obtienen señales de latido en el rango de la radiofrecuencia, las cuales se pueden medir con un fotodiodo, dando como resultado información sobre la interacción de las frecuencias modales del primer peine de frecuencias con la muestra. La espectroscopia de peine dual convencional presenta desventajas en término de los dos peines de frecuencias independientes requeridos, de la necesaria estabilización de los mismos y de la necesidad de un muestreo denominado adaptativo de la señal de los fotodiodos. En particular, la aplicación de la espectroscopia de peine dual queda limitada por una fluctuación relativa de los peines. La creación de impulsos ópticos de anchura de impulsos reducida con un láser de fibra de cavidad anular y con anclaje pasivo de modos se da a conocer, también, por ejemplo, en la solicitud de patente de Estados Unidos US2009/0003391 A1, publicada el 1.1.2009 [5].

35

40

45

El efecto Talbot se describió por primera vez en 1836 como un fenómeno peculiar observado en el campo cercano de una red óptica. Sumando contribuciones de las marcas regladas (*rulings*) individuales al campo total en la aproximación de Fresnel, aparece un término de la forma $\exp\left(-\frac{ikl^2a^2}{2z}\right)$ con el número de onda k , las marcas regladas numeradas por l y separadas por a y la distancia de la red z . La suma con respecto a l produce en general una distribución de la intensidad bastante compleja. No obstante, Talbot observó que este término se reduce a $\exp(-i2\pi l^2) = 1$ a una distancia de $z = ka^2/4\pi$. Los términos restantes se suman a la intensidad en $z = 0$ siempre que esta intensidad sea periódica con σ [6].

50

55

Puede observarse el mismo fenómeno en el dominio del tiempo con una señal de tren de impulsos periódico que esté sujeta a una dispersión de velocidad de grupo k'' (donde k'' es la segunda derivada de $k(\omega)$ con respecto a la frecuencia ω) que proporciona la evolución de fase cuadrática (efecto Talbot temporal). Los impulsos primero se dispersan en el tiempo, y, a continuación, se vuelven a ensamblar después de la propagación sobre la distancia $t_r^2/2\pi|k''|$, siendo t_r el tiempo de repetición de los impulsos [7, 8]. En el pasado, el efecto Talbot temporal se ha usado solamente para la compresión de impulsos fuera del resonador de láser.

60

El objetivo de la invención es proporcionar un método mejorado de generación de un tren de impulsos de impulsos láser mediante el acoplamiento de modos de modos de resonador de un resonador de láser, que sea capaz de evitar limitaciones de las técnicas convencionales. En particular, el tren de impulsos de impulsos láser se creará en forma de un peine de frecuencias que encuentra aplicaciones nuevas, por ejemplo, en la física del

65

láser. Además, el objetivo de la invención es proporcionar un método de espectroscopia mejorado para investigar una muestra, que sea capaz de evitar limitaciones de técnicas convencionales. En particular, el método de espectroscopia será capaz de evitar las desventajas de la espectroscopia de peine dual convencional. Otros objetivos de la invención son proporcionar un aparato fuente de impulsos láser mejorado de manera correspondiente y un aparato de espectroscopia que incluya el aparato fuente de impulsos láser.

Estos objetivos se logran con un método de generación de un tren de impulsos de impulsos láser, un método de espectroscopia, un aparato fuente de impulsos láser y un aparato de espectroscopia que comprenden, respectivamente, las características de las reivindicaciones independientes. En las reivindicaciones dependientes se definen formas de realización preferidas y aplicaciones de la invención.

Según un primer aspecto general de la invención, el objetivo anterior se logra con un método de generación de impulsos láser, que comprende las etapas de crear un campo de luz circulante en un dispositivo resonador (cavidad óptica) que tiene una longitud de resonador L y una dispersión intracavidad y que está configurado para soportar una pluralidad de modos de resonador del campo de luz, y de generación de un tren de impulsos de los impulsos láser mediante bloqueo de modos (del inglés, "mode-locking"), en particular mediante un acoplamiento pasivo de modos, por ejemplo, sobre la base del efecto Kerr, o mediante un acoplamiento activo de modos, por ejemplo, usando un modulador intracavidad, en el que los impulsos láser proporcionan un peine de frecuencias con una pluralidad de modos de peines en el espacio de frecuencias.

Según la invención, la dispersión de velocidad de grupo intracavidad (dispersión del resonador intracavidad) del dispositivo resonador se selecciona de tal manera que las fases de ida y vuelta ϕ del peine de frecuencias presentan una dependencia de la frecuencia ω según la fórmula:

$$\phi(\omega) = \pi m \left(\sqrt{1 + 4 \frac{\omega - \omega_0}{m\omega_r} - 1} \right) + \frac{L}{c} \omega_0$$

en la que c es la velocidad de la luz, m es un entero que proporciona una tasa de repetición efectiva ($m\omega_r$) en combinación con un espaciado de modos ω_r , a la frecuencia portadora óptica ω_0 . Esta dependencia de la frecuencia da como resultado un bloqueo de modos, que proporciona un acoplamiento de los modos del resonador tal que la diferencia de frecuencia ($\Delta_n = \omega_{n+1} - \omega_n$) entre frecuencias modales vecinas (ω_n, ω_{n+1}) de peine de frecuencias es una función lineal de un número de frecuencia modal n (denominado peine de frecuencias Talbot). La diferencia de frecuencia entre frecuencias modales vecinas aumenta o se reduce con el aumento de la frecuencia de la luz. Debido al efecto Talbot temporal, el campo de luz en forma de impulsos periódicos que circula en el dispositivo resonador se desintegra y resurge con la frecuencia de repetición efectiva ($m\omega_r$) de los impulsos de láser que salen del dispositivo resonador. El peine de frecuencias Talbot se crea de tal manera que el espaciado de modos de peine de modos de peine vecinos se encuentra en el rango de la radiofrecuencia. Ventajosamente, esto facilita aplicaciones de la invención en espectroscopia.

Por contraposición a las aplicaciones convencionales del efecto Talbot temporal, los inventores han dado a conocer el efecto Talbot temporal dentro de un resonador de láser, es decir, se obtiene el mismo comportamiento que con el efecto Talbot espacial en el dominio del tiempo con un solo campo de luz con forma de impulsos que se sitúa en un trayecto repetitivo en una cavidad óptica. En contraste con un tren de impulsos en espacio libre, se proporciona una dispersión de orden mayor tal como se mostrará posteriormente. Mientras que el efecto Talbot temporal convencional fuera de la cavidad da como resultado solamente desplazamientos de fase de los modos de los peines, la dispersión dentro de la cavidad del resonador provoca desplazamientos de fases que inducen desplazamientos de frecuencia de los modos de los peines. Ventajosamente, la invención proporciona un nuevo estado de bloqueo de modos de un láser en el cual el impulso se dispersa rápidamente y, a continuación, resurge después de un número entero de trayectos de ida de vuelta de la cavidad. Este mecanismo se basa en el efecto Talbot temporal dentro de la cavidad del resonador y se obtiene fijando la cantidad de dispersión intracavidad. Según una ventaja particular de la invención, con el bloqueo de modos, por ejemplo, se utiliza el efecto Kerr para forzar el láser a este modo de funcionamiento, incluso cuando no se iguala exactamente la dispersión de la cavidad fría. Los inventores han demostrado que el espectro modal del tren de impulsos generado según la invención no es equidistante, sino que presenta un espaciado de modos que varía con la frecuencia linealmente (creciente o decreciente) de modos de peines vecinos con una precisión muy alta. Ventajosamente, la invención se puede implementar con técnicas disponibles de bloqueo de modos que se adaptan para proporcionar la anterior dependencia cuadrática, con respecto a la frecuencia, de las fases de ida y vuelta de peine de frecuencias.

Según un segundo aspecto general de la invención, el objetivo anterior se alcanza con un método de espectroscopia para obtener una repuesta espectral de una muestra, en el que se usan los impulsos láser creados según el anterior primer aspecto general de la invención. El método de espectroscopia comprende las etapas de generar el tren de impulsos de impulsos láser representado por el peine de frecuencias Talbot, aplicar los impulsos láser sobre la muestra que se está investigando, detectar los impulsos láser después de la interacción con la muestra, con un dispositivo detector, y analizar una señal de detector del dispositivo detector

en un intervalo de frecuencias donde se producen las frecuencias de latido de los modos del resonador, en particular en el rango de la radiofrecuencia, para proporcionar señales de latido creadas por los modos de peines del tres de impulsos de impulsos láser. La respuesta espectral de la muestra se obtiene a partir de las señales de latido. Ventajosamente, el peine de frecuencias Talbot está autorreferenciado. El latido con los modos adyacentes define de manera exclusiva la frecuencia modal óptica, lo cual significa que el espectro óptico se mapea directamente con el intervalo de frecuencias de latido en el dominio de la radiofrecuencia. Por contraposición a la espectroscopia de peine de frecuencias dual, el método de espectroscopia de la invención se puede efectuar con un único aparato fuente de láser que crea el peine de frecuencias Talbot. Pueden evitarse medidas particulares para estabilizar dos fuentes de láser. En particular, debido al uso de un único aparato fuente de láser, se elimina por completo la desventaja de la espectroscopia de peine de frecuencias dual resultante de la fluctuación relativa de los peines. Preferentemente, el dispositivo detector comprende por lo menos un fotodiodo, que presenta ventajas en términos de alta sensibilidad y costes reducidos.

Según un tercer aspecto general de la invención, el objetivo anterior se logra con un aparato fuente de impulsos láser, que está configurado para generar unos impulsos láser, preferentemente según el método de generación de impulsos láser del anterior primer aspecto general de la invención. El aparato fuente de impulsos láser comprende un dispositivo resonador que tiene una longitud de resonador y una dispersión intracavidad, y que está configurado para soportar una pluralidad de modos de resonador de un campo de luz circulante, estando un mecanismo de bloqueo de modos adaptado para generar los impulsos láser proporcionando un peine de frecuencias con frecuencia portadora ω_0 y una pluralidad de modos de peines en el espacio de frecuencias. Según la invención, la dispersión intracavidad del dispositivo resonador se selecciona de tal manera que las fases de ida y vuelta presentan la dependencia anterior con respecto a la frecuencia según se ha mencionado en referencia al primer aspecto general de la invención. El mecanismo de bloqueo de modos está dispuesto para proporcionar un acoplamiento de los modos de resonador, de tal manera que la diferencia de frecuencia ($\Delta_n = \omega_{n+1} - \omega_n$) entre frecuencias de peines vecinas (ω_n, ω_{n+1}) es una función lineal de un número de frecuencia modal n.

Ventajosamente, el dispositivo resonador es un resonador de cualquier dispositivo láser, por ejemplo, un resonador lineal o un resonador anular, que tiene una dispersión tal que las fases de ida y vuelta presentan la anterior dependencia de la frecuencia, como, por ejemplo, el resonador de un láser de fibra. Preferentemente, el dispositivo resonador tiene un tamaño (en particular la longitud de circulación individual de resonador) tal que la separación modal de peine de modos de peine vecinos se sitúa en el rango de la radiofrecuencia. El uso de un diseño del dispositivo resonador basado en láseres de fibra presenta ventajas en términos del pequeño volumen de modos y de la gran longitud de interacción. Además, el láser de fibra tiene la capacidad de introducir fuertes efectos no lineales, tales como una rotación no lineal de la polarización, que se usa normalmente para láseres de fibra convencionales con bloqueo de modos (véase, por ejemplo, la referencia [2]).

Según un cuarto aspecto general de la invención, el objetivo anterior se logra con un aparato de espectroscopia que está configurado para obtener una respuesta espectral de una muestra que se está investigando, que comprende un aparato fuente de impulsos láser según el anterior tercer aspecto general de la invención, un portamuestras que está dispuesto para alojar la muestra y aplicar los impulsos láser sobre la muestra, un dispositivo detector que está adaptado para detectar los impulsos láser después de una interacción con la muestra, un analizador de espectros que está adaptado para analizar una señal de detector del dispositivo detector para obtener señales de latido creadas por los modos de peines del tren de impulsos de los impulsos láser, y un dispositivo de cálculo que está adaptado para determinar la respuesta espectral de la muestra a partir de las señales de latido. Ventajosamente, la interacción de los impulsos láser con la muestra provoca una variación de amplitudes de los modos de los peines, por ejemplo, debido a una absorción, dependiente de la frecuencia de la luz (longitud de onda), por parte de la muestra, dando como resultado un cambio específico de las señales de latido de modos de los peines en comparación con la situación en la que no hay ninguna interacción con la muestra. Las señales de latido se obtienen batiendo los modos de los peines con un espaciado de modos que cambia espectralmente dentro del peine de frecuencias Talbot individual. De esta manera, el método de espectroscopia se puede implementar con un único aparato fuente de impulsos láser en lugar de con dos fuentes de espectroscopia de peine dual convencional, de manera que se evitan las desventajas de la técnica convencional.

Según una forma de realización preferida de la invención, la dispersión intracavidad se ajusta de tal manera que la frecuencia modal (ω_n) con el número de frecuencia modal n es dada por $\omega_n = \omega_0 + (n + n^2/m)\omega_r$, siendo ω_0 una frecuencia portadora de peine de frecuencias. De forma particularmente preferida, la dispersión intracavidad se selecciona de tal manera que la derivada k-ésima de la fase de ida y vuelta en la frecuencia portadora (ω_0) es dada por

$$\phi_{\omega_0}^{(k)} = (-1)^{k+1} \frac{2^k (2k - 3)!! \pi}{m^{k-1} \omega_r^k}$$

en la que k es el orden de la dispersión intracavidad.

Cabe señalar que "!!" indica el doble factorial, que está definido para $n > 0$ como: $n!! = n \cdot (n - 2)!!$

Según otra forma de realización preferida de la invención, la diferencia de frecuencia entre frecuencias de peine vecinas ($\Delta_n = \omega_{n+1} - \omega_n$) se encuentra en el rango de la radiofrecuencia (RF), en particular en el intervalo de 50 MHz a 150 MHz. Ventajosamente, esto facilita una evaluación de la señal del detector y la obtención del espectro de la muestra. La señal de rf se asigna de manera exclusiva a modos de peine específicos, por ejemplo, con $\omega_r = 2\pi \times 100$ MHz y $m=1000000$ el latido entre los modos de peine Talbot con números 1 y 2 se encuentra en 100.0003 MHz, el correspondiente entre los modos 2 y 3 se encuentra en 100.0005 MHz y así sucesivamente. Cada radiofrecuencia pertenece a un modo de peine, permitiendo así una medición directa de la absorción del modo de peine resuelta espectralmente en la muestra.

Ventajosamente, hay disponibles múltiples técnicas para ajustar la dispersión intracavidad en el dispositivo resonador. Según una variante preferida, en particular preferida con el uso de un láser de fibra como aparato fuente de impulsos láser, la dispersión está fijada con por lo menos una rejilla de Bragg de fibra (FBG). Esta variante presenta ventajas particulares en términos de fijación sencilla de una gran cantidad de dispersión. Además, la FBG se puede integrar fácilmente en un láser de anillo de fibra o, alternativamente, en el gran volumen de un resonador de láser en bloque. Según otras técnicas, adicionales o alternativas, por lo menos un prisma intracavidad y/o por lo menos una rejilla intracavidad incluidos en el dispositivo resonador se usa para fijar la dispersión intracavidad. De manera adicional o alternativa, la dispersión se puede ajustar o al menos se puede someter a una sintonización fina fijando la temperatura del dispositivo resonador, por ejemplo, mediante un ajuste de temperatura externo y/o mediante la potencia de bombeo del resonador.

Según una forma de realización preferida del método de espectroscopia de la invención, se detecta a una parte de referencia del tren de impulsos de impulsos láser, siendo la parte de referencia una parte del mismo peine de frecuencias Talbot que el peine aplicado a la muestra, pero en la parte de referencia no influye la interacción con la muestra. Preferentemente, la parte de referencia se obtiene con un dispositivo divisor de haz que está dispuesto para dividir la salida del dispositivo fuente común de impulsos láser. Se analiza una señal de detector de referencia del dispositivo detector para obtener señales de latido de referencia creadas por los modos de los peines de la parte de referencia del tren de impulsos de impulsos láser. La respuesta espectral de la muestra se determina a partir de las señales de latido y las señales de latido de referencia. ventajosamente, las señales de latido de referencia permiten una corrección de una eventual fluctuación de la amplitud de los modos de los peines que se produzca en el peine Talbot.

En lo sucesivo se describen otros detalles y ventajas de la invención haciendo referencia a los dibujos adjuntos, que muestran en:

- la figura 1: una ilustración esquemática de un dispositivo fuente de impulsos láser según una forma de realización preferida de la invención;
- la figura 2: una ilustración esquemática de un aparato de espectroscopia según una forma de realización preferida de la invención;
- la figura 3: una ilustración ejemplificativa de la evolución temporal de la amplitud de campo de luz de un campo de luz periódico creado en un dispositivo resonador según la invención;
- la figura 4: una ilustración gráfica de frecuencias de modos de peine correspondientes a un peine de frecuencias Talbot creado con el método de generación de impulsos láser según la invención;
- la figura 5: una ilustración gráfica del cambio de la fase espectral que genera un campo de luz periódico según la invención.

En lo sucesivo, se describen características de la invención haciendo referencia particularmente a la creación del peine de frecuencias Talbot con el uso de un láser de anillo de fibra. La invención no se limita a esta forma de realización sino que, por el contrario, se puede implementar con otros tipos de resonadores de láser. No se describen detalles del diseño y del funcionamiento del resonador de láser en la medida en la que los mismos son conocidos como tales a partir de la técnica anterior.

Según la forma de realización de la figura 1, el aparato fuente de impulsos láser 10 para generar y dar salida a impulsos láser 1 comprende un láser de anillo de fibra. El dispositivo resonador 11 (cavidad de resonador) del aparato fuente de impulsos láser 10 es proporcionado por un anillo de una fibra óptica (fibra activa), que incluye un combinador de luz de bombeo 12, en particular un multiplexor de división de longitud de onda (WDM), un circulador 13, una sección de rejilla de Bragg de fibra (sección de FBG) 14, un aislador óptico 15 y un acoplador de salida 16. El combinador de luz de bombeo 12 está dispuesto para acoplar luz de bombeo de una fuente de bombeo 30 a la fibra y crear un campo de luz circulante 2. Con el circulador 13, la sección de FBG 14 se acopla con la fibra del dispositivo resonador 11 para ajustar la dispersión intracavidad del aparato fuente de impulsos láser 10. Para valores más pequeños de m y, por tanto, una mayor dispersión, se pueden incluir varias, por ejemplo, dos tres o más, secciones de FBG por medio de uno o más circuladores en el dispositivo resonador. La

fibra comprende un material activo, tal como, por ejemplo, material de fibra dopado con Iterbio o Erblio. Un mecanismo de bloqueo de modos, por ejemplo, basado en efectos no lineales tales como una rotación de polarización no lineal o basados en un bloqueo de modos Kerr, es proporcionado por la fibra del dispositivo resonador 11 y la sección de FBG 14 para acoplar modos del resonador, de tal manera que los impulsos láser 1 representan un peine de frecuencias según se describe posteriormente. El acoplador de salida 16 está dispuesto para acoplar luz de impulsos láser 1 fuera del dispositivo resonador (fibra) 11, por ejemplo, para una aplicación en un aparato de espectroscopia 20 (véase la figura 2).

En el caso de un peine de frecuencias Talbot, el mecanismo de bloqueo de modos es efectivamente m veces menor que los láseres convencionales. Por lo tanto, se proporcionan o bien efectos no lineales fuerte o bien la igualación de la dispersión requerida (ecuación (6)) (consúltese más abajo) con una fidelidad más alta (en comparación con peines de frecuencias convencionales) para imponer el bloqueo de modos en el peine de frecuencias Talbot. La dispersión intracavidad se introduce a través de la sección de FBG 14 que se puede diseñar con valores muy grandes para la dispersión de velocidad de grupo y valores precisos para las dispersiones de orden superior. Para fabricar la sección de FBG 14, se puede escribir directamente una fibra fotosensible con un láser de UV. Está disponible comercialmente hasta la dispersión de 6º orden.

Según la forma de realización de la figura 2, el aparato de espectroscopia 20 incluye el aparato fuente de impulsos láser 10 de la invención, por ejemplo, según la figura 1, un portamuestras 21 para alojar la muestra 3, un dispositivo detector 22 para detectar los impulsos láser 1 después de una interacción con la muestra, un dispositivo analizador de espectros 23 para analizar una señal de detector correspondiente al dispositivo detector 22 y para obtener señales de latido creadas por los modos de peine del tren de impulsos de impulsos láser 1, y un dispositivo de cálculo 24 para determinar la respuesta espectral de la muestra 3 a partir de las señales de latido. El análisis de las señales de latido se puede implementar según se conoce a partir de una espectroscopia de peine dual convencional. El dispositivo de cálculo 24 se puede incluir en el dispositivo analizador de espectros 23 y/o un dispositivo de control principal (no mostrado) del aparato de espectroscopia. El portamuestras 21 comprende, por ejemplo, una celda de gas para la investigación de muestras gaseosas, una cubeta para alojar muestras líquidas o una plataforma de soporte para muestras sólidas. La geometría del espectrómetro se puede diseñar para una medición de transmisión o reflexión. El dispositivo detector 22 comprende un fotodiodo.

Entre el aparato fuente de impulsos láser 10 y el portamuestras 21, se dispone opcionalmente un divisor de haz 25. El divisor de haz 25 dirige una parte de los impulsos láser 1 como luz de referencia 4 a un dispositivo detector de referencia 26, el cual comprende otro fotodiodo. Preferentemente, los dispositivos detectores 22, 26 tienen el mismo tipo de detectores y las mismas condiciones de funcionamiento. El dispositivo analizador de espectros 23 recibe señales de detector procedentes del dispositivo detector de referencia 26 para obtener señales de latido de referencia creadas por los modos de peines del tren de impulsos de impulsos láser 1 sin interacción con la muestra 3. La comparación de las señales de latido de referencia con las señales de latido de la señal de detector procedente del dispositivo detector 22 permite la corrección de fluctuaciones de la amplitud de modos de los peines.

A continuación, se describe la creación del puente de frecuencias Talbot mediante un bloqueo de modos de los modos de resonador del aparato fuente de impulsos láser 10. El bloqueo de modos se proporciona ajustando una dispersión intracavidad, de tal manera que los modos de la cavidad del resonador tienen un espectro modal, por ejemplo, según

$$\omega_n = \omega_0 + \left(n + \frac{n^2}{m} \right) \omega_r \quad (1)$$

En este caso, los modos se numeran en torno a la frecuencia portadora óptica ω_0 con enteros $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ y ω_r es el espaciado de modos en la frecuencia portadora óptica (ω_0).

Por contraposición al peine de frecuencias convencional separado regularmente [1], en n existe un término cuadrático que deriva en un peine de modos de RF separado no equitativamente:

$$\Delta_n = \omega_{n+1} - \omega_n = \omega_r \left(1 + \frac{2n+1}{m} \right) \quad (2)$$

Estos modos de RF son el resultado del latido entre modos ópticos adyacentes y pueden observarse en el espectro de potencia de la salida del láser. Los latidos de modos de orden superior como $\omega_{n+2} - \omega_n$, etc., están separados en el espectro de potencia por ω_r .

Esto es similar a los armónicos de la tasa de repetición en un peine de frecuencias convencional. El espaciado de modos en la frecuencia portadora ω_0 es proporcionado aproximadamente por ω_r para un m elevado. Se convierte en la separación para todos los modos para $m \rightarrow \infty$ para lo cual (1) se convierte en un peine de frecuencias convencional [1]. No obstante, ni ω_r y ω_0 son la frecuencia de repetición y la frecuencia de desplazamiento habituales. Sin embargo,

se pueden medir prácticamente de la misma manera que para un peine de frecuencias regular (véase la autorreferenciación que se describe posteriormente). Además de representar un régimen de bloqueo de modos totalmente nuevo, el aspecto interesante de (1) es que cada latido de modos pertenece exclusivamente a un par particular de modos. Por ejemplo, la señal de RF en $\omega_r(1 + 1/m)$ pertenece al latido entre ω_0 y ω_1 y así sucesivamente. Por tanto, un espectro de RF registrado con un fotodetector, por ejemplo, 22 de la figura 2, y un analizador de espectros de radiofrecuencia, por ejemplo, 23 de la figura 2, presenta directamente una versión escalada en sentido descendente del espectro óptico del aparato fuente de impulsos láser 10.

Colocando una muestra 3 entre el aparato fuente de impulsos láser 10 y el dispositivo detector 22 y registrando el cambio del espectro de RF se obtiene el espectro de absorción de la muestra 3. Esto es similar a una fijación de un peine de frecuencia dual con una separación creciente linealmente entre los modos de los dos peines de frecuencia [3, 4], aunque con un único láser que evita problemas debido a la fluctuación relativa de los peines.

Dependiendo de la magnitud de m , el espaciado de modos se vuelve nominalmente negativo para $n < -m/2$. Físicamente esto significa que la región espectral correspondiente posee una velocidad de grupo negativa. Aunque esto, en principio, es posible, en aplicaciones prácticas de la invención se excluye, en particular para obtener un diseño razonable del láser. Por consiguiente, de manera preferente, se supone que los modos activos (modos que contribuyen a la ganancia) del láser se limitan a $n > -m/2$.

Para ver cómo el espectro de láser se fuerza a los modos definidos por la ecuación (1), el campo eléctrico $E(t)$, por ejemplo, 2 en la figura 1, en un punto fijo en el interior de la cavidad se calcula de la manera siguiente. Suponiendo que los modos oscilan con ciertas amplitudes complejas a_n , $E(t)$ se obtiene según:

$$E(t) = E_0 e^{-i\omega_0 t} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n e^{-i\left(n + \frac{n^2}{m}\right)\omega_r t} \quad (3)$$

En general, esto no puede representar un impulso estable en el dominio del tiempo. No obstante, suponiendo que m es un entero exacto, el impulso resurgirá hasta un factor de fase después del tiempo T

$$\begin{aligned} E(t + T) &= E_0 e^{-i\omega_0(t+T)} \sum_n a_n e^{-i\left(n + \frac{n^2}{m}\right)\omega_r t - 2\pi i(mn + n^2)} \\ &= E_0 e^{-i\omega_0(t+T)} \sum_n a_n e^{-i\left(n + \frac{n^2}{m}\right)\omega_r t} \\ &= e^{-i2\pi m\omega_0/\omega_r} E(t) \end{aligned} \quad (4)$$

El tiempo de resurgimiento es el m múltiplo del retardo de grupo de ida y vuelta de la cavidad medido en el modo con $n = 0$, es decir, en ω_0 .

La figura 3 muestra un ejemplo de la dependencia, con respecto al tiempo, de la potencia $\propto |E(t)|^2$ en un punto fijo en el interior de la cavidad del láser según la ecuación (3) normalizada a la potencia promediada en el tiempo. El coeficiente de recurrencia es $m = 10^6$, la frecuencia portadora $\omega_0 = 3 \times 10^6 \omega_r$ y las amplitudes siguen una distribución Gaussiana centrada en $\omega_0: a_n = e^{-(n/1000000)^2}$. Después de m trayectos de ida y vuelta de la cavidad el impulso se vuelve a ensamblar con una potencia de pico del impulso inicial. Con estos parámetros los latidos de modos de la ecuación (2) están separados por 200 Hz. Por consiguiente, como en un láser convencional con bloqueo de modos, la mejora de la potencia de pico con respecto a la potencia promediada en el tiempo es dada aproximadamente por el número de modos activos. No obstante, por contraposición a esta última, la potencia de pico elevada se produce no en cada trayecto de ida y vuelta de la cavidad sino solamente cada m -ésimo trayecto de ida y vuelta de la cavidad. Podría usarse el mecanismo habitual de bloqueo de modos con lente de Kerr para imponer un entero m por una pérdida reducida del impulso de alta intensidad de pico.

En el caso del peine de frecuencias Talbot, esa gran intensidad del pico se produce solamente cada m -ésimo trayecto de ida y vuelta. Por lo tanto, para obtener un bloqueo satisfactorio de los modos se usa una fuerte automodulación de amplitud del efecto Kerr.

Para encontrar la dispersión requerida que da como resultado el espectro modal, la ecuación (1) se resuelve para n :

$$n = \frac{m}{2} \left(\sqrt{1 + 4 \frac{\omega_n - \omega_0}{m\omega_r}} - 1 \right) \quad (5)$$

Como en cualquier otro láser con una longitud de cavidad L, la fase de ida y vuelta $\phi(\omega)$ en la frecuencia ω debe cumplir la condición de límite:

$$\phi(\omega) = 2\pi n + \frac{L}{c}\omega_0 \quad (6)$$

$$= \pi m \left(\sqrt{1 + 4 \frac{\omega - \omega_0}{m\omega_r}} - 1 \right) + \frac{L}{c}\omega_0 \quad (7)$$

5

Puesto que ω_0 es el modo resonante con $n = 0$, debe sumarse el último término para obtener la fase de ida y vuelta total. Sin pérdida de generalidad, se supone, en la ecuación (1), que el parámetro ω_0 es el centro del espectro emitido (véase la figura 5). Usando la ecuación (7) y calculando las derivadas en ω_0 se obtiene la dispersión que proporciona preferentemente la generación del espaciado de modos de la ecuación (1): Para un aparato fuente de impulsos láser 10 práctico, los requisitos sobre la dispersión son bastante extremos, aunque no imposibles (véanse las figuras 1 y 5). Estos requisitos se mitigan por valores grandes de m , es decir, un tiempo largo de resurgimiento de los impulsos (para una ω_r dada). No obstante, esto podría derivar en un efecto Kerr reducido y, por lo tanto, debilitar el mecanismo de bloqueo de modos. Una vez que se ha configurado el láser para un valor particular de m , el mismo se reproducirá cada vez que se sitúe en la condición de bloqueo de modos.

Con los parámetros ejemplificativos de las figuras 3 y 5, la ecuación (11) proporciona $\phi''(\omega_0) = -3.2 \times 10^7 \text{ fs}^2$, $\phi'''(\omega_0) = 3.0 \times 10^8 \text{ fs}^3$, $\phi^4(\omega_0) = -4.8 \times 10^9 \text{ fs}^4$, etc.. Más que esta ampliación, se podría usar el primer término de la ecuación (7) directamente para calcular la dispersión requerida. Además de eso, la sección de FBG 14 también compensa la dispersión de orden superior de los componentes restantes. Para estimar la longitud requerida de la gestión de FBG 14 para obtener la dispersión requerida, se calcula la diferencia del retardo de fase de ida y vuelta para los dos extremos del espectro usando la ecuación (7), y se resta la misma diferencia de una cavidad sin dispersión.

25

$$\Delta\phi = \phi(\omega_0 + \Delta\omega/2) - \phi(\omega_0 - \Delta\omega/2)$$

siendo $\Delta\omega$ la anchura espectral de los impulsos láser. Esta diferencia de fase dividida por 2π y multiplicada por la longitud de onda portadora $\lambda = 2\pi c/\omega_0 = 1 \mu\text{m}$ proporciona la diferencia de longitud de trayecto que es necesario sumar para los dos colores por la sección de FBG 14. Puesto que la luz viaja dos veces a través de la sección de FBG 14, la longitud real es la mitad de este valor. Con los valores $m=10^6$, $\omega_r = 2\pi \times 100 \text{ MHz}$; $\omega_0 = 2\pi \times 300 \text{ THz}$; $\Delta\omega = 2\pi \times 10 \text{ THz}$, por ejemplo, se obtiene $\Delta z = 4.2 \text{ cm}$. La longitud real podría depender entonces, también, de los requisitos correspondientes a la reflectividad. Generalmente, los láseres de fibra vienen con una gran ganancia óptica de manera que puede resultar posible ceder en cuanto a ese parámetro. El diseño del aparato fuente de impulsos láser 10 podría ser un compromiso entre una m grande (=baja dispersión) y una m pequeña (=bloqueo de modos más fuerte). Para comenzar el funcionamiento con un valor muy grande de m también puede que resulte concebible incluir un modulador intracavidad que simule la totalidad o partes de la envolvente temporal mostrada en la figura 3.

La figura 4 representa frecuencias de los modos de peine de frecuencias Talbot según la ecuación (1) mostrada en forma de la curva A. La parte de trazos se refiere a la sección de espaciado de modos negativo (es decir, velocidad de grupo negativa) no considerada aquí. La curva A define las propiedades de dispersión de la cavidad cuya ampliación se muestra en la ecuación (11). El vértice de la curva se encuentra en $[-m/2; \omega_0 - m\omega_r/4]$ y se puede escoger sin limitaciones seleccionando m y ω_r . Se considera que los modos activos, es decir, el espectro de láser, están centrados en ω_0 . Esto cubre un cierto intervalo de ω_n y el espacio n (área rectangular). La curvatura de la parábola refleja la dispersión de velocidad de grupo requerida que se puede minimizar con valores grandes de m y ω_r según la ecuación (11).

La figura 5 muestra la comparación de la fase exacta de ida y vuelta dada por las ecuaciones (5) y (6) con la ampliación dada por la ecuación (11) para un orden diferente con $m = 10^6$ y $\omega_r = 2\pi \times 100 \text{ MHz}$. Con una compensación de la dispersión hasta $\phi^{(6)}(\omega)$, la discordancia de fase aumenta a 0.77 rad en los bordes del espectro (ancho 10 THz), es decir, aproximadamente 0,12 intervalos espectrales libres. Esta discordancia se ve compensada por el efecto Kerr como en un láser convencional con bloqueo de modos.

55 Autorreferenciación del peine de frecuencias Talbot

Para autorreferenciar los dos parámetros del peine de frecuencias Talbot, es necesario medir y estabilizar idealmente ω_r y ω_0 . Se supone que el índice de recurrencia m es conocido. Se podría obtener una estimación del mismo y, a continuación, fijarlo de manera que fuese un entero, midiendo el tiempo de recurrencia y compararlo con la longitud de la cavidad. Un método más fiable consistiría en medir una frecuencia óptica conocida con un

60

peine de frecuencias Talbot autorreferenciado y, a continuación, identificar el m adecuado compatible con esa medición. Este es el mismo método que se aplica normalmente con peines de frecuencias convencionales para determinar el número de modo correcto.

- 5 El parámetro ω_r se puede determinar observando la dependencia del latido de modos con respecto a n según se expresa mediante la ecuación (2), es decir, por las diferencias de modo de segundo orden:

$$\frac{2}{m}\omega_r = \Delta_{n+1} - \Delta_n \quad (12)$$

- 10 En términos prácticos, esta frecuencia se genera fácilmente mediante el mezclado de los modos de RF y, a continuación, se puede anclar a una frecuencia de referencia precisa tal como un reloj atómico mediante realimentación sobre la longitud de la cavidad y, eventualmente, también, sobre la potencia del láser de bombeo. En ese sentido, ω_r se determina prácticamente de manera tan sencilla como la tasa de repetición de un peine de frecuencias regular.

- 15 En cuanto al segundo parámetro del peine Talbot, ω_0 se puede medir prácticamente de la misma manera que la aplicada con la frecuencia de desplazamiento de envolvente de portadora de un peine regular [1], es decir, con un interferómetro de f - 2f. Una parte del lado rojo del peine Talbot con número de modo n_1 se dobla en frecuencia y se superpone sobre la parte azul del número de modo n_2 . Según la ecuación (1), las notas de latido generadas tienen las frecuencias:

$$2\omega_{n_1} - \omega_{n_2} = \omega_0 - \left(2n_2 - n_1 + \frac{2n_2^2 - n_1^2}{m} \right) \omega_r \quad (13)$$

- 25 La condición para una señal en el dominio de la radiofrecuencia es que, de entre las combinaciones de enteros en el término en paréntesis, hay una que es suficientemente grande para multiplicar ω_r realmente hasta la frecuencia óptica ω_0 . Para $m \rightarrow \infty$, esta condición es idéntica a que el peine abarque una octava óptica. Si el ancho de banda de peine es suficiente en este caso, como ω_0 pueden tomarse muchas combinaciones de enteros que cumplen este requisito, es decir, varias notas de latido de radiofrecuencia. Nuevamente, esto es muy similar a los peines de frecuencias regulares en los que la frecuencia de desplazamiento se determina solamente aplicando la operación módulo a la tasa de repetición. No importa qué nota de latidos se tome para ω_0 , siempre que la numeración de los modos esté adaptada a esa elección. No obstante, el doblamiento en frecuencia del peine Talbot generará todavía más frecuencias según se considera en la ecuación (13), tal como se ha descrito en referencia a la figura 1.

- 35 Las características de la invención divulgadas en la anterior descripción, los dibujos y las reivindicaciones pueden ser significativos en términos individuales, de combinación o de subcombinación para la implementación de la invención en sus diferentes formas de realización.

REIVINDICACIONES

1. Método de generación de impulsos láser (1), que comprende las etapas siguientes

- 5 - crear un campo de luz circulante en un dispositivo resonador (11, 12, 13, 14, 15, 16) que presenta una longitud de resonador L y una dispersión intracavidad y que está configurado para soportar una pluralidad de modos de resonador del campo de luz, y
- 10 - generar un tren de impulsos de los impulsos láser (1) mediante un mecanismo de bloqueo de modos, proporcionando los impulsos láser (1) un peine de frecuencias con una frecuencia portadora ω_0 y una pluralidad de modos de peine en el espacio de frecuencias,

caracterizado por que

- 15 - la dispersión intracavidad se selecciona de tal manera que las fases de ida y vuelta ϕ presentan una dependencia de la frecuencia ω según

$$\phi(\omega) = \pi m \left(\sqrt{1 + 4 \frac{\omega - \omega_0}{m \omega_r} - 1} \right) + \frac{L}{c} \omega_0$$

20 en el que m es un entero que proporciona una tasa de repetición efectiva, $m\omega_r$, de los impulsos láser (1) en combinación con un espaciado de modos ω_r a la frecuencia portadora óptica ω_0 , y

- el mecanismo de bloqueo de modos proporciona un acoplamiento de los modos del resonador tal que la diferencia de frecuencia, $\Delta = \omega_{n+1} - \omega_n$, entre frecuencias modales vecinas, ω_n y ω_{n+1} , es una función lineal de un número de frecuencia modal entero n .

2. Método según la reivindicación 1, en el que

- 30 - la frecuencia modal (ω_n) con el número de frecuencia modal n es dada por

$$\omega_n = \omega_0 + \left(n + \frac{n^2}{m} \right) \omega_r .$$

3. Método según la reivindicación 2, en el que

- 35 - la dispersión intracavidad se selecciona de tal manera que la derivada k -ésima de la fase modal de peine en la frecuencia portadora (ω_0) es dada por

$$\phi^{(k)}(\omega_0) = (-1)^{k+1} \frac{2^k (2k - 3)!! \pi}{m^{k-1} \omega_r^k}$$

40 en el que k es el orden de la dispersión intracavidad.

4. Método según una de las reivindicaciones anteriores, en el que

- 45 - la diferencia de frecuencia entre frecuencias de peine vecinas ($\Delta_n = \omega_{n+1} - \omega_n$) está en el rango de la radiofrecuencia.

5. Método según una de las reivindicaciones anteriores, en el que

- 50 - la dispersión intracavidad está fijada con por lo menos una rejilla de Bragg de fibra, por lo menos un prisma intracavidad y/o por lo menos una rejilla intracavidad incluidos en el dispositivo resonador (11).

6. Método según una de las reivindicaciones anteriores, en el que

- el dispositivo resonador (11) es un láser de anillo de fibra.

55 7. Método de espectroscopia para obtener una respuesta espectral de una muestra, que comprende las etapas siguientes

- generar un tren de impulsos de impulsos láser (1) con un método según una de las reivindicaciones anteriores,
- 5 - aplicar los impulsos láser (1) sobre la muestra (3) que se está investigando,
- detectar los impulsos láser (1) con un dispositivo detector,
- 10 - analizar una señal de detector del dispositivo detector para obtener unas señales de latido creadas por los modos de peine del tren de impulsos de impulsos láser (1), y
- determinar la respuesta espectral de la muestra (3) a partir de las señales de latido.

8. Método de espectroscopia según la reivindicación 7, que comprende la etapa siguiente

- 15 - detectar una parte de referencia del tren de impulsos de impulsos láser (1) sin aplicación sobre la muestra (3) con el dispositivo detector, y
- 20 - analizar una señal de detector de referencia del dispositivo detector para obtener unas señales de latido de referencia creadas por los modos de peine de la parte de referencia del tren de impulsos de impulsos láser (1), en el que
- la respuesta espectral de la muestra (3) se determina a partir de las señales de latido y las señales de latido de referencia.

9. Método de espectroscopia según la reivindicación 7 u 8, en el que

- el dispositivo detector comprende por lo menos un fotodiodo.

10. Aparato fuente de impulsos láser (10), que está configurado para generar unos impulsos láser (1), que comprende

- 35 - un dispositivo resonador (11, 12, 13, 14, 15, 16) que presenta una longitud de resonador L y una dispersión intracavidad y que está configurado para soportar una pluralidad de modos de resonador de un campo de luz circulante, y
- un mecanismo de bloqueo de modos que está dispuesto para generar los impulsos láser (1) que proporcionan un peine de frecuencias con una frecuencia portadora ω_0 y una pluralidad de modos de peine en el espacio de frecuencias,

40 caracterizado por que

- la dispersión de velocidad de grupo intracavidad se selecciona de tal manera que las fases de ida y vuelta ϕ presenten una dependencia de la frecuencia ω según

$$\phi(\omega) = \pi m \left(\sqrt{1 + 4 \frac{\omega - \omega_0}{m\omega_r} - 1} \right) + \frac{L}{c} \omega_0$$

45 en el que m es un entero que proporciona una tasa de repetición efectiva, $m\omega_r$, de los impulsos láser (1) en combinación con un espaciado de modos ω_r a la frecuencia portadora óptica ω_0 , y

- 50 - el mecanismo de bloqueo de modos está dispuesto para proporcionar un acoplamiento de los modos del resonador tal que la diferencia de frecuencia, $\Delta = \omega_{n+1} - \omega_n$, entre frecuencias de peine vecinas, ω_n y ω_{n+1} , es una función lineal de un número de frecuencia modal entero n .

11. Aparato fuente de impulsos láser según la reivindicación 10, que presenta por lo menos una de las características siguientes

- la frecuencia modal (ω_n) con el número de frecuencia modal n es dada por

$$\omega_n = \omega_0 + \left(n + \frac{n^2}{m} \right) \omega_r ,$$

- la dispersión intracavidad se selecciona de tal manera que la derivada k-ésima de la fase modal de peine en la frecuencia portadora (ω_0) es dada por

5

$$\phi_{\omega_0}^{(k)} = (-1)^{k+1} \frac{2^k (2k-3)!! \pi}{m^{k-1} \omega_r^k}$$

en el que k es el orden de la dispersión intracavidad, y

- la diferencia de frecuencia entre frecuencias de peine vecinas ($\Delta_n = \omega_{n+1} - \omega_n$) está incluida en un rango de radiofrecuencia.

10

12. Aparato fuente de impulsos láser según una de las reivindicaciones 10 a 11, en el que

- el dispositivo resonador (11) incluye por lo menos una rejilla de Bragg de fibra, por lo menos un prisma intracavidad y/o por lo menos una rejilla intracavidad que están dispuestos para fijar la disposición intracavidad.

15

13. Aparato fuente de impulsos láser según una de las reivindicaciones 10 a 12, en el que

20

- el dispositivo resonador (11) es un láser de anillo de fibra.

14. Aparato de espectroscopia (20) que está configurado para obtener una respuesta espectral de una muestra (3) que se está investigando, y que comprende

25

- un aparato fuente de impulsos láser (10) según una de las reivindicaciones 10 a 13,
- un portamuestras (21) que está adaptado para alojar la muestra (3) y aplicar los impulsos láser (1) sobre la muestra (3),
- un dispositivo detector (22) que está adaptado para detectar los impulsos láser (1),
- un dispositivo analizador de espectros (23) que está adaptado para analizar una señal de detector del dispositivo detector (22) para obtener unas señales de latido creadas por los modos de peine del tren de impulsos de impulsos láser (1), y
- un dispositivo de cálculo (24) que está adaptado para determinar la respuesta espectral de la muestra (3) a partir de las señales de latido.

30

15. Aparato de espectroscopia según la reivindicación 14, que comprende

40

- un dispositivo divisor de haz (25) que está dispuesto para dirigir una parte de referencia de los impulsos láser (1) sin aplicación sobre la muestra (3) al dispositivo detector (22), en el que

- el dispositivo analizador de espectros (23) está adaptado para analizar una señal de detector de referencia del dispositivo detector (22) y para obtener unas señales de latido de referencia creadas por los modos de peine de la parte de referencia del tren de impulsos de impulsos láser (1), y

45

- el dispositivo de cálculo (24) está adaptado para determinar la respuesta espectral de la muestra (3) a partir de las señales de latido y las señales de latido de referencia.

50

16. Aparato de espectroscopia según la reivindicación 14 o 15, en el que

- el dispositivo detector (22) comprende por lo menos un fotodiodo.

55

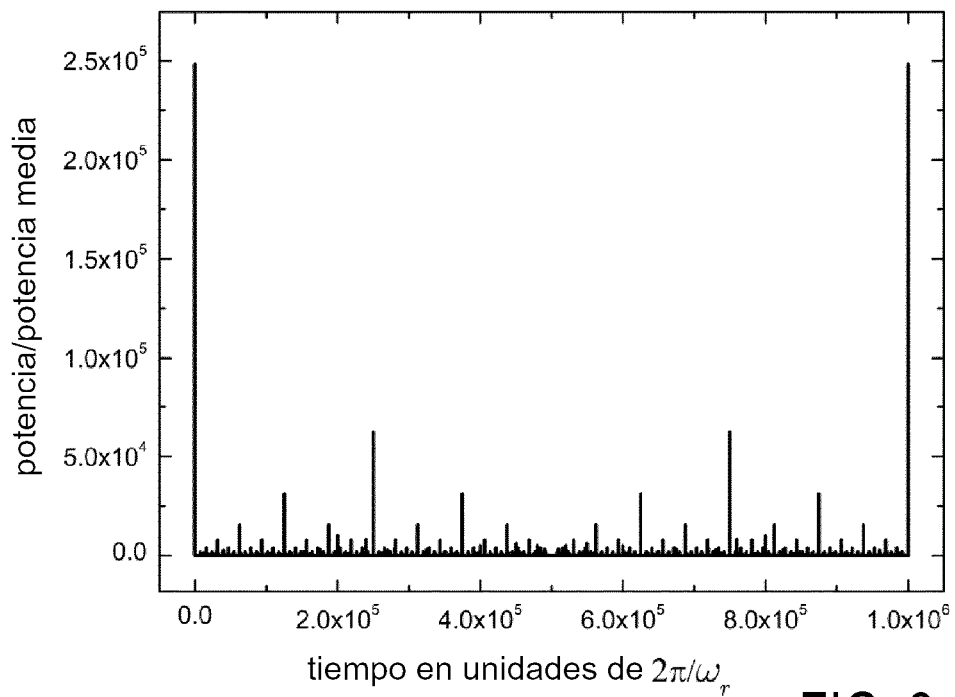
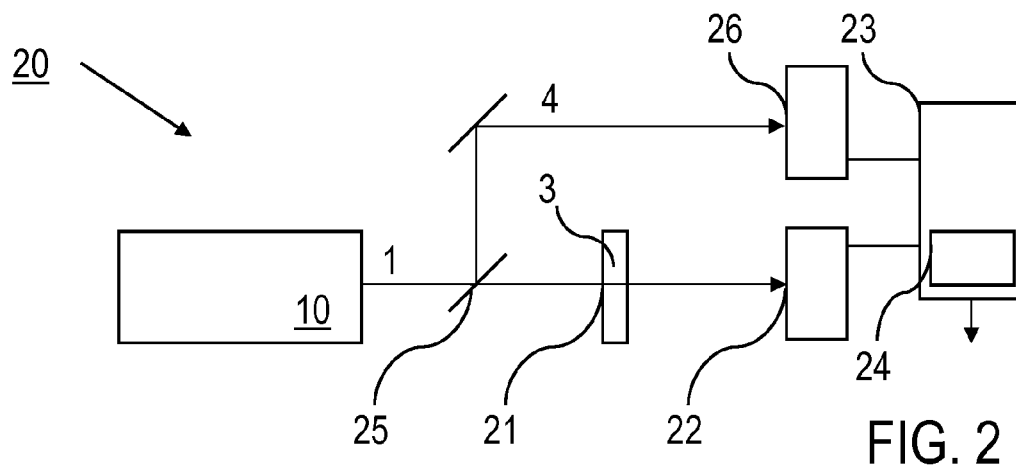
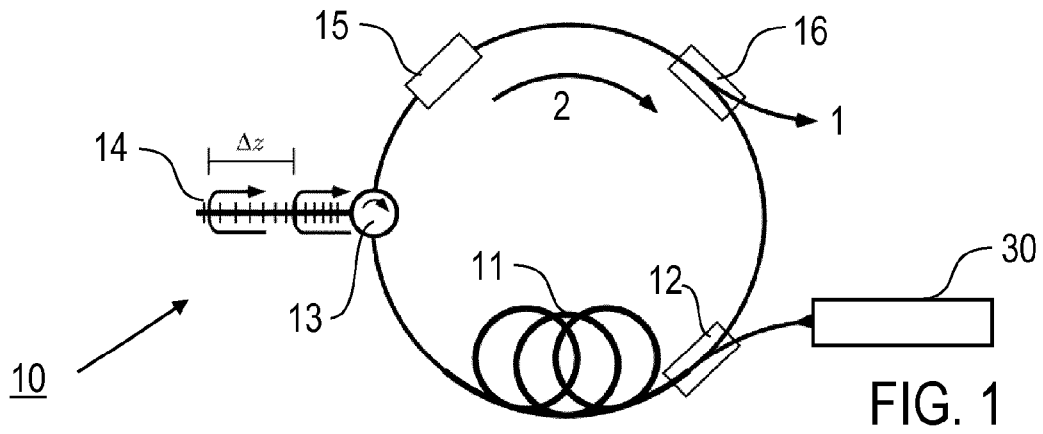


FIG. 3

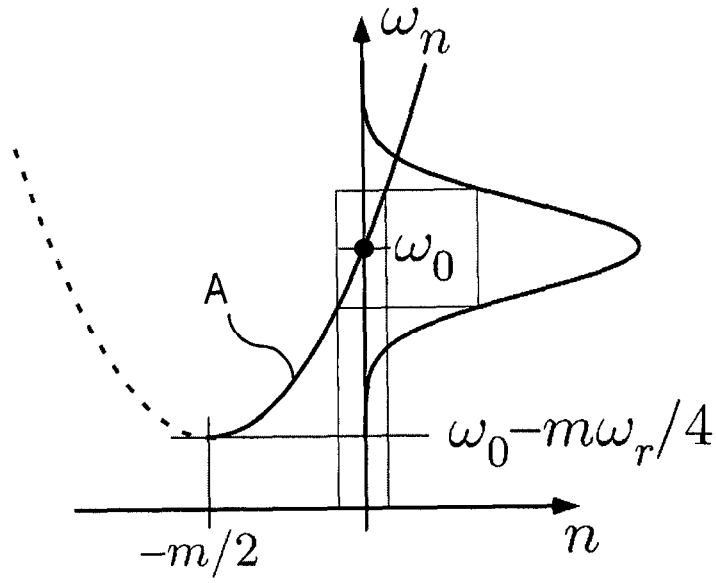


FIG. 4

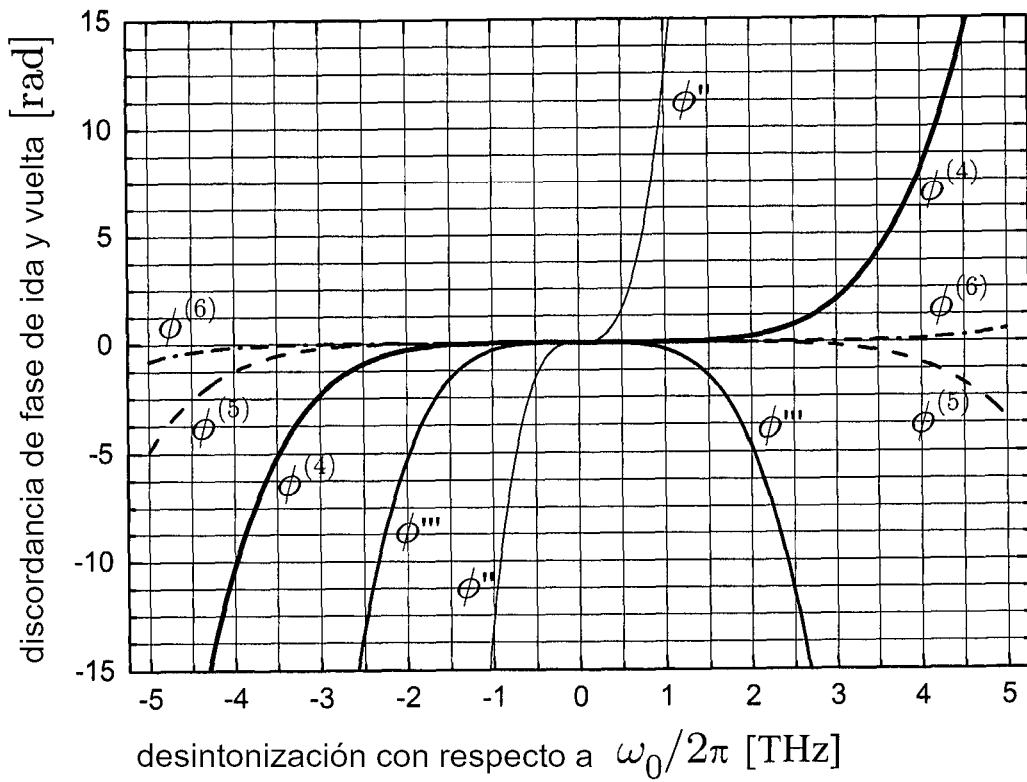


FIG. 5