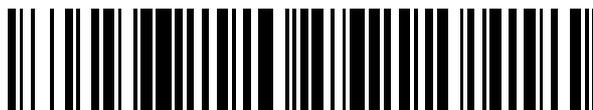


19



OFICINA ESPAÑOLA DE  
PATENTES Y MARCAS

ESPAÑA



11 Número de publicación: **2 462 216**

51 Int. Cl.:

**G01B 9/02** (2006.01)

12

TRADUCCIÓN DE PATENTE EUROPEA

T3

96 Fecha de presentación y número de la solicitud europea: **06.07.2012 E 12175470 (9)**

97 Fecha y número de publicación de la concesión europea: **26.02.2014 EP 2543957**

54 Título: **Interferómetro y método para controlar la coalescencia de un par de fotones**

30 Prioridad:

**08.07.2011 IT TO20110602**

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

**22.05.2014**

73 Titular/es:

**SELEX ES S.P.A. (100.0%)  
Via Tiburtina Km 12,400  
Roma, IT**

72 Inventor/es:

**BOVINO, FABIO ANTONIO**

74 Agente/Representante:

**CARVAJAL Y URQUIJO, Isabel**

**ES 2 462 216 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

Interferómetro y método para controlar la coalescencia de un par de fotones

La presente invención se relaciona con un interferómetro y método para controlar la coalescencia de un par de fotones.

5 Como se sabe, se han propuesto dispositivos que son capaces de revelar el comportamiento cuántico de la Naturaleza. En particular, se conocen dispositivos que permiten la detección del comportamiento cuántico de partículas tales como, por ejemplo, fotones. La operación de estos dispositivos se basa en un procesamiento del estado de fotones individuales o múltiples y encuentra aplicación en sectores particularmente avanzados tales como, por ejemplo, la computación cuántica, criptografía cuántica, comunicaciones cuánticas y generación de números pares aleatorios.

10 En particular, también es conocido el así llamado interferómetro de Hong-Ou-Mandel, también conocido como interferómetro HOM, un ejemplo del cual se muestra en la figura 1, donde se indica con el numeral de referencia 1.

15 En detalle, el interferómetro HOM 1 comprende una fuente óptica 2, un cristal 4, una línea de retardo 6, un desplazador 8 de fase de polarización, primero y segundo espejos 10, 12 y un divisor de haces ópticos 14. El interferómetro HOM 1 también comprende un detenedor de haces 16.

En mayor detalle, la fuente óptica 2 es un tipo coherente de fuente, tal como una fuente de láser por ejemplo.

El cristal 4 es un cristal ópticamente no lineal tal como, por ejemplo, un cristal no centrosimétrico (por ejemplo, un cristal de borato de bario (BBO) y está alineado con la fuente óptica 2.

20 La línea de retardo 6 es de tipo óptico y está formada, por ejemplo, por un llamado trombón óptico. Durante el uso, cuando es cruzada por un fotón, la línea de retardo 6 lo retarda durante un tiempo predeterminado.

Mientras que con respecto al desplazador de fase 8 de polarización, este está formado por un cristal birrefringente, el cual retarda los fotones que tienen polarizaciones diferentes de manera diferente, a saber introduciendo desplazamiento en fase controlado, típicamente no mayor que la longitud de onda de los fotones. Por ejemplo, el desplazador de fase 8 de polarización puede ser controlado por voltaje.

25 En mayor detalle, el cristal 4 define, junto con la línea de retardo 6, el desplazador de fase 8 de polarización y el primer espejo 10, un primer camino óptico 20. El cristal 4, también define, junto con el espejo 12, un segundo camino óptico 22. La línea de retardo 6 es capaz de alterar la longitud óptica del primer camino óptico 20 con respecto al segundo camino óptico 22.

30 El divisor de haces óptico 14 es uno del tipo llamado 50/50 y tiene una primera y segunda entrada y una primera y segunda salida. Desde el punto de vista clásico, dada una señal incidente sobre cualquier entrada de la primera y segunda entradas, se generaran dos señales sobre la primera y segunda salidas del divisor de haces óptico 14 que tiene la mitad de la potencia de la señal incidente.

El primero y segundo caminos ópticos 20, 22 están conectados óptica y respectivamente a la primera y segunda entradas del divisor de haces ópticos 14.

35 Operacionalmente, la fuente óptica 2 es capaz de emitir pulsos electromagnéticos formados a partir de fotones a la misma frecuencia, los cuales se denominan comúnmente como fotones de bomba; estos pulsos electromagnéticos, y por lo tanto los fotones de bomba, impactan sobre el cristal 4.

40 En particular, asumiendo que un fotón de bomba impacta sobre el cristal 4, debido al fenómeno de subconversión paramétrica espontánea (SPDC), el cristal 4 puede generar un par de fotones convertidos, uno de los cuales se propaga a lo largo del primer camino óptico 20, mientras que el otro se propaga a lo largo del segundo camino óptico 22. En vez de esto, en el caso donde no hay subconversión paramétrica espontánea, el fotón de bomba pasa a través del cristal 4 y es absorbido por el detenedor 16 de haces, el cual, para este propósito, está dispuesto al frente del cristal 4, con el cual está alineado.

45 En el caso donde se generan dos fotones convertidos, ambos se propagan hasta alcanzar una entrada respectiva del divisor de haces ópticos 14. En este aspecto, en general, pero no necesariamente, el divisor de haces ópticos 14 es formado por un par de prismas adecuados para recibir señales electromagnéticas que se propagan en el espacio libre, de tal forma que el término "entrada" implica una dirección correspondiente de propagación de una señal electromagnética o un fotón que impacta sobre el divisor de haces ópticos 14, mientras que el término "salida" implica una dirección correspondiente de propagación de una señal electromagnética o un fotón que se mueve separándose del divisor de haces óptico 14.

50

El término “primer fotón convertido” se utiliza para indicar el fotón del par de fotones convertidos que se propaga a lo largo del primer camino óptico 20; este fotón llega a la primera entrada del divisor de haces ópticos 14 después de haber pasado a través de la línea de retardo 6 y el desplazador de fase 8 de polarización, y después de haber sido reflejado por el primer espejo 10. Adicionalmente, cuando el primer fotón convertido impacta sobre el divisor de haces ópticos 14, puede, alternativamente y con la misma probabilidad, pasar a través del divisor de haces óptico 14, saliendo de la primera salida del divisor de haces óptico 14, o puede ser reflejado por el divisor de haces óptico 14, saliendo de la segunda salida del divisor de haces óptico 14.

De la misma forma, el término “segundo fotón convertido” se utiliza para indicar el fotón del par de fotones convertidos que se propaga a lo largo del segundo camino óptico 22; este fotón arriba a la segunda entrada del divisor de haces óptico 14 después de ser reflejado por el segundo espejo 12. Adicionalmente, cuando el segundo fotón convertido impacta sobre el divisor de haces ópticos 14, puede, alternativamente y con la misma probabilidad, pasar a través del divisor de haces óptico 14, saliendo desde la segunda salida del divisor de haces óptico 14, o puede ser reflejado por el divisor de haces óptico 14, saliendo de la primera salida del divisor de haces óptico 14.

En otras palabras, en el caso donde el primer fotón convertido pasa a través del divisor de haces óptico 14, no cambia su dirección de propagación. Por el contrario, cuando el primer fotón convertido es reflejado por el divisor de haces óptico 14, la dirección de propagación cambia. Adicionalmente, el cristal 4, el primero y segundo espejos 10, 12 y el divisor de haces óptico 14 se dispone de tal manera que, en caso de reflexión, el primer fotón convertido se propaga con una dirección de propagación igual a la dirección de propagación en la cual el segundo fotón convertido impacta sobre el divisor de haces óptico 14.

Pueden hacerse consideraciones completamente simétricas con respecto al segundo fotón convertido. En efecto, en el caso donde el segundo fotón convertido pasa a través del divisor de haces óptico 14, no cambia su dirección de propagación. Por el contrario, cuando el segundo fotón convertido es reflejado por el divisor de haces óptico 14, la dirección de propagación cambia. Adicionalmente, el cristal 4, el primero y segundo espejos 10, 12 y el divisor de haces óptico 14 están dispuestos de tal manera que, en caso de reflexión, el segundo fotón convertido se propaga con una dirección de propagación igual a la dirección de propagación con la cual primer fotón convertido impacta sobre el divisor de haces óptico 14.

Así, en el caso donde el primer fotón convertido pasa a través del divisor de haces óptico 14 y el segundo fotón convertido es reflejado por el divisor de haces óptico 14, subsecuentemente se propagan a lo largo de una misma dirección de propagación (primera salida del divisor de haces óptico). De la misma forma, en el caso donde el primer fotón convertido es reflejado por el divisor de haces óptico 14 y el segundo fotón pasa a través del divisor de haces óptico 14, subsecuentemente se propagan a lo largo de una misma dirección de propagación (segunda salida del divisor de haces óptico).

Con el fin de detectar el comportamiento cuántico de los fotones, es posible preparar un primero y un segundo fotodetector 30, 32, ambos del tipo de fotón individual, esto es, capaces de detectar fotones individuales. Por ejemplo, el primero y segundo fotodetectores 30, 32 podrían ser fotodiodos de avalancha en modo Geiger, también conocidos como fotodiodos de avalancha de fotón individual (SPAD).

El primer fotodetector 30 es colocado para detectar el primer fotón convertido si pasa a través del divisor de haces óptico 14 y el segundo fotón convertido si es reflejado por el divisor de haces óptico 14. De la misma forma, el segundo fotodetector 32 es colocado para detectar el primer fotón convertido si es reflejado por el divisor de haces óptico 14 y el segundo fotón convertido si pasa a través del divisor de haces óptico 14.

Hay por lo tanto cuatro escenarios posibles diferentes para la salida a partir del divisor de haces óptico 14, detectables utilizando el primero y segundo fotodetectores 30, 32 y conocidos como caminos de Feynman:

- a) tanto el primero como el segundo fotones convertidos pasan a través del divisor de haces óptico 14;
- b) tanto el primero como el segundo fotones convertidos son reflejados por el divisor de haces óptico 14;
- c) el primer fotón convertido pasa a través del divisor de haces óptico 14, mientras que el segundo fotón convertido es reflejado por el divisor de haces óptico 14; y
- d) el segundo fotón convertido pasa a través del divisor de haces óptico 14, mientras que el primer fotón convertido es reflejado por el divisor de haces óptico 14.

Desde el punto de vista cuántico, asumiendo (temporalmente) en búsqueda de la simplicidad que el primero y segundo fotones convertidos tienen la misma polarización, y asumiendo que la línea de retardo 16 y el desplazador de fase 8 de polarización son tales que compensan posibles diferencias en longitud entre el primero y segundo caminos ópticos 20, 22, de manera tal que el primero y segundo fotones convertidos impactan sobre el divisor de haces óptico 14 en el mismo momento, contrario a lo previsto por la óptica clásica, se encuentra que los escenarios a) y b) nunca pueden ocurrir. En otras palabras, el primero y segundo fotones siempre se encuentran así mismos en

la misma salida del divisor de haces óptico 14. En particular, la probabilidad de que el primero y segundo fotones convertidos estén sobre la primera salida del divisor de haces óptico 14 es 0.5, y la probabilidad de que estén en la segunda salida del divisor de haces óptico 14 es 0.5.

5 Así, el primero y segundo fotones convertidos no pueden ser reflejados ambos o transmitidos ambos, y por lo tanto ambos pueden ser detectados por el mismo fotodetector, si este es el primer fotodetector 30 o el segundo fotodetector 32. Monitoreando el primero y segundo fotodetectores 30, 32, se verifica por lo tanto una carencia total de coincidencia entre sus mediciones. Esto se debe a la interferencia destructiva entre alternativas diferentes; en el caso en cuestión, entre el escenario a) y el escenario b).

10 En general, el fenómeno descrito se denomina solamente como coalescencia, o que el primero y segundo fotones convertidos son coalescentes.

15 De manera más precisa, el fenómeno de la coalescencia de un par de fotones ocurre cuando, en el ejemplo descrito, no es posible distinguir entre el escenario a) y el escenario b), por ejemplo, midiendo diferentes tiempos de llegada del primero y segundo fotones convertidos en el primero y segundo fotodetectores 30, 32. De acuerdo con una interpretación del fenómeno de la coalescencia de dos fotones, el divisor de haces óptico 14 es un dispositivo lineal capaz de discriminar entre estados simétricos, a saber entre estados no variables con respecto al intercambio de partícula y estados asimétricos, también conocidos como estados antisimétricos.

20 En detalle, un estado de un sistema con dos fotones que tienen la misma polarización es simétrico, precisamente porque es invariable con respecto al intercambio de los dos fotones. En efecto, cuando los dos fotones impactan sobre dos diferentes entradas de un divisor de rayos óptico del tipo 50/50, se propagan juntos en la salida desde el divisor de rayos óptico, a lo largo de la misma dirección.

25 Utilizando la llamada notación Dirac, el estado de entrada al divisor de haces ópticos 14 está indicado normalmente como  $|1_1\rangle|1_2\rangle$ , en donde los subíndices "1" y "2" se refieren al primero y segundo camino óptico 20, 22 respectivamente. Con respecto a esto, es normal referirse todavía a la primera salida del divisor de haces óptico 14 como primer camino óptico 20, y todavía referirse a la segunda salida del divisor de haces óptico 14 como el segundo camino óptico 22, de tal manera que es posible expresar el estado de salida del divisor de haces óptico 14 como  $1/\sqrt{2}(|2_1,0_2\rangle - |0_1,2_2\rangle)$ , desde la cual puede inferirse que hay solamente un estado asimétrico con dos fotones coalescentes en salida desde el interferómetro HOM 1.

30 Más en detalle, es posible eliminar la asunción simplificadora en la cual el primero y segundo fotones convertidos tienen la misma polarización, algo que, en efecto, no ocurre en el caso donde, como se muestra en la figura 1, son generados por el cristal 4 a través de una subconversión paramétrica espontánea tipo II. En efecto, en este caso, el fotón de bomba es aniquilado y los primeros y segundos fotones convertidos son generados con polarizaciones ortogonales; en otras palabras, si uno de los primero y segundo fotones convertidos se propagan a lo largo del primer camino óptico 20 con polarización horizontal, el otro fotón se propaga sobre el segundo camino óptico 22 con polarización vertical, o viceversa.

35 En particular, en el caso de la así llamada subconversión paramétrica espontánea tipo II, se encuentra que el primero y segundo fotones están polarizados ortogonalmente y satisfacen las así llamadas condiciones de coincidencia de fase, esto es, las condiciones de conservación de energía y momento lineal.

40 Ocurre así que uno de los primero y segundo fotones convertidos se polarizan en una dirección paralela al eje óptico del cristal 4, también conocida como dirección extraordinaria, mientras que el otro es polarizado en una dirección perpendicular del eje óptico del cristal 4, también conocida como la dirección ordinaria. Adicionalmente, debido a la conservación del momento lineal, como se muestra en la figura 2, el primero y segundo fotones convertidos se emiten respectivamente a lo largo de un primero y segundo cono de emisión 34, 36, respectivamente correspondiente a la dirección extraordinaria y a la dirección ordinaria.

45 Más en detalle, asumiendo el caso degenerado, a saber el caso donde el primero y segundo fotones convertidos tienen ambas frecuencias iguales a la mitad de la frecuencia del fotón de bomba, el primero y segundo fotones convertidos emergen del cristal 4 formando un ángulo preciso, por ejemplo, respectivamente igual a  $\pm 3^\circ$ , con respecto a la dirección de propagación del fotón de bomba, como se muestra en las figuras 2 y 3 por ejemplo.

50 El primero y segundo conos de emisión 34, 36 se intersectan a lo largo de una primera y segunda línea 38, 40, a lo largo de la cual por lo tanto es posible detectar tanto el primero como el segundo fotones convertidos. En otras palabras, a lo largo de la primera y segunda líneas 38, 40 es posible detectar fotones polarizados tanto a lo largo de la dirección extraordinaria como a lo largo de la dirección ordinaria. Por lo tanto, el interferómetro HOM 1 es tal que el primero y segundo caminos ópticos 20, 22 respectivamente caen a lo largo de la primera y segunda líneas 38, 40, las cuales sufren cambios obvios siguiendo la interacción del primero y segundo conos de emisión 34, 36, con los componentes del interferómetro HOM 1, tales como, por ejemplo, los primero y segundo espejos 10, 12.

Habiendo dicho esto, utilizando el término “fotón extraordinario” para indicar el fotón, del primero y segundo fotones convertidos, polarizados en paralelo al eje óptico del cristal 4, y utilizando el término “fotón ordinario” para indicar el fotón, del primero y segundo fotones convertidos, polarizado perpendicularmente al eje óptico del cristal 4, es posible discriminar entre el estado  $|e_1\rangle|o_2\rangle$  y el estado  $|o_1\rangle|e_2\rangle$ . En otras palabras, es posible distinguir un escenario en el cual el fotón extraordinario (también conocido como la “señal”) y el fotón ordinario (también conocido como el “vago”) se propagan respectivamente a lo largo del primero y segundo camino óptico 20, 22 (estado  $|e_1\rangle|o_2\rangle$  a partir de un escenario en el cual el fotón extraordinario y el fotón ordinario se propaga respectivamente a lo largo del segundo y primero caminos ópticos 22, 20 (estado  $|o_1\rangle|e_2\rangle$ ). Esto se debe al hecho de que el fotón extraordinario y el fotón ordinario se propagan en el cristal 4 con diferentes velocidades de grupo, y así las emisiones correspondientes son distinguibles en tiempo.

En la práctica, el estado de entrada al divisor de rayos óptico 14 es aún coherente y puede ser expresado como:

$$\frac{|e\rangle_1|o\rangle_2 + e^{i\varphi}|o\rangle_1|e\rangle_2}{\sqrt{2}} \quad (1)$$

donde  $\varphi$  es una función del desplazamiento de fase introducido por el desplazador de fase 8 de polarización.

En la práctica, por medio de la línea de retardo 6 y el desplazador de fase 8 de polarización, es posible controlar el estado de entrada al divisor de haces óptico 14, así como la superposición de la función de onda del sistema de dos fotones sobre el divisor de haces óptico 14.

Por ejemplo, cuando  $\varphi = 0$ , el estado de entrada es simétrico y así se presenta la coalescencia de los fotones. Aquí,  $\varphi$  es tal que la condición  $\varphi = 0$  se obtiene cuando el retardo introducido por la línea de retardo 6 es suficiente para compensar la diferencia en longitud óptica entre el primero y segundo caminos ópticos 20, 22, y cuando el desplazador de fase 8 de polarización está inactivo.

Por el contrario, en el caso donde  $\varphi = \pi$ , se obtiene lo siguiente:

$$\frac{|e\rangle_1|o\rangle_2 - |o\rangle_1|e\rangle_2}{\sqrt{2}} \quad (2)$$

a saber se obtiene un estado antisimétrico, también conocido como estado de singlete. En particular, la relación (2) también puede ser expresada como:

$$\frac{|1_{e1}\rangle|1_{2o}\rangle - |1_{1o}\rangle|1_{2e}\rangle}{\sqrt{2}} \quad (3)$$

donde los subíndices “1” y “2” se refieren todavía al primero y segundo caminos ópticos 20, 22 y los subíndices “e” y “o” se refieren al fotón extraordinario y al fotón ordinario.

Puede ser verificado entonces, tanto matemática como experimentalmente, que el estado de singlete no cambia, esto es que el estado a la salida del divisor de haces óptico 14 toma a una forma (2), equivalente a la forma (3).

Por lo tanto, la coalescencia del fotón extraordinario y del fotón ordinario no ocurre en la salida del divisor de haces óptico 14. Por el contrario, se presenta anticoalescencia, puesto que el fotón extraordinario y el fotón ordinario están siempre presentes en salidas diferentes del divisor de haces óptico 14. En otras palabras, el divisor de haces óptico 14 implementa una proyección del estado de salida en los subespacios simétrico y antisimétrico, siendo conocida también esta proyección como medición de Bell.

A manera de ejemplo, puede detectarse la anticoalescencia, como se muestra en la figura 4, utilizando un tercero y un cuarto fotodetectores 42, 44 y dos divisores de haces ópticos adicionales, los cuales se denominan como primero y segundo divisores de medición 46, 48. En particular, el primero y segundo divisores de medición 46, 48 son divisores de haces ópticos polarizantes, cada uno de los cuales es capaz de permitir que uno entre el fotón extraordinario o el fotón ordinario pasen a través del mismo y se reflejen uno al otro, de tal manera que separa espacialmente el fotón extraordinario y el fotón ordinario. Por ejemplo, el primer divisor 46 de medición puede ser dispuesto en la primera salida del divisor de haces óptico 14 de manera tal que, en el caso en donde el fotón

extraordinario o el fotón ordinario emerjan de la primera salida del divisor de haces óptico 14, son dirigidos respectivamente hacia el primer fotodetector 30 y al tercer fotodetector 42.

5 De la misma manera, el segundo divisor 48 de medición puede ser dispuesto sobre la segunda salida del divisor de haces óptico 14 de manera tal que, en el caso del fotón extraordinario y el fotón ordinario emergen de la segunda salida del divisor de haces óptico 14, son dirigidos respectivamente hacia el segundo fotodetector 32 y hacia el cuarto fotodetector 44.

En la práctica, contando las lecturas del primero, segundo, tercero y cuarto fotodetectores 30, 32, 42, 44, es posible determinar mediciones relacionadas con las así llamadas probabilidades  $1e1o$ ,  $1e2o$ ,  $2e1o$  y  $2e2o$ , esto es las probabilidades de que:

- 10
- tanto el fotón extraordinario como el fotón ordinario están en la primera salida del divisor de haces óptico 14;
  - el fotón extraordinario y el fotón ordinario están, respectivamente, sobre la primera y la segunda salida del divisor de haces óptico 14;
  - 15 - el fotón extraordinario y el fotón ordinario están, respectivamente, en la segunda y en la primera salida del divisor de haces óptico 14; y
  - tanto el fotón extraordinario como el fotón ordinario están en la segunda salida del divisor de haces óptico 14.

Más en detalle, la descripción concerniente al estado de entrada al divisor de haces ópticos 14 puede ser convertida matemáticamente de manera más exacta en relación con el fenómeno físico. En efecto, considerando los componentes longitudinales de los campos electromagnéticos asociados con los fotones, el estado de emisión del cristal 4 puede ser expresado como:

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle = & \frac{C}{\sqrt{2}} \int_{-L}^0 dz \int_0^{+\infty} dv_p E_p^{(+)}(v_p) e^{iv_p \Lambda z} \int_{-\infty}^{+\infty} dv e^{-iDvz} \times \\
 & \times \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) - \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] |0\rangle
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

25 donde C es una constante que depende de la potencia de la fuente óptica 2, el volumen de interacción de los fotones de bomba con el cristal 4 y el tensor efectivo de segundo orden, no lineal, del cristal 4. Además,  $E_p^{(+)}(v_p)$  es la distribución espectral de la bomba, a saber de la radiación electromagnética emitida por la fuente óptica 2,  $\Omega_p$  es la frecuencia de la bomba central y L es la longitud del cristal 4, medida a lo largo de la dirección de propagación de la bomba.

Además,  $\hat{a}_{1e}^\dagger$  y  $\hat{a}_{2e}^\dagger$  son los operadores de creación relacionados con el fotón extraordinario y con el primero y segundo caminos ópticos 20, 22 respectivamente  $\hat{a}_{1o}^\dagger$  y  $\hat{a}_{2o}^\dagger$  son los operadores de creación relacionados con el fotón ordinario y con el primero y segundo caminos ópticos 20, 22 respectivamente. Lo siguiente también indica:

$$\Lambda = \frac{1}{u_p} - \frac{1}{2} \left( \frac{1}{u_e} + \frac{1}{u_o} \right), \tag{5}$$

30 y

$$D = \left( \frac{1}{u_e} - \frac{1}{u_o} \right), \tag{6}$$

en donde  $U_p$ ,  $U_e$  y  $U_o$  son las velocidades de grupo en el cristal 4 de la bomba, el fotón extraordinario y el fotón ordinario, respectivamente.

En la práctica, la ecuación (4) permite revelar la observancia de la condición de conservación de energía en el proceso de generación del fotón extraordinario y del fotón ordinario.

5 El estado de salida desde el divisor de haces óptico 14 puede ser expresado entonces como:

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle = & \frac{C e^{-i\left(\frac{\Omega_p}{2}\right)\zeta}}{2\sqrt{2}} \int_{-L}^0 dz \int_0^{+\infty} dv_p E_p^{(+)}(v_p) e^{iv_p\left(\Lambda z - \frac{\zeta}{2}\right)} \int_{-\infty}^{+\infty} dv e^{-iDvz} \times \\
 & \left\{ \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) - \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] (e^{iv\zeta} \pm e^{-iv\zeta}) \right. \\
 & \left. + \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) - \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] (e^{iv\zeta} \mp e^{-iv\zeta}) \right\} |0\rangle
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

en donde el símbolo “ $\pm$ ” se entiende como “+” en el caso donde  $\varphi=0$  (estado de entrada simétrico) y “-” donde  $\varphi=\pi$  (estado de entrada antisimétrico); adicionalmente, en la ecuación (7),  $\zeta$  es un tiempo que es función del retardo introducido por la línea de retardo 6.

10 Las probabilidades (normalizadas) antes mencionadas  $1e1o$ ,  $1e2o$ ,  $2e1o$  y  $2e2o$ , de aquí en adelante indicadas respectivamente como  $HOM_{1e1o}$ ,  $HOM_{1e2o}$ ,  $HOM_{2e1o}$  y  $HOM_{2e2o}$ , pueden ser expresadas entonces como:

$$\begin{aligned}
 HOM_{1e1o}(\zeta) &= \frac{1}{4} \left[ 1 \pm Tri \left( \frac{\zeta}{DL} \right) e^{-2\sigma_p^2 \frac{\Lambda^2}{D^2} \zeta^2} \right], \\
 HOM_{1e2o}(\zeta) &= \frac{1}{4} \left[ 1 \mp Tri \left( \frac{\zeta}{DL} \right) e^{-2\sigma_p^2 \frac{\Lambda^2}{D^2} \zeta^2} \right], \\
 HOM_{2e1o}(\zeta) &= \frac{1}{4} \left[ 1 \mp Tri \left( \frac{\zeta}{DL} \right) e^{-2\sigma_p^2 \frac{\Lambda^2}{D^2} \zeta^2} \right] \\
 HOM_{2e2o}(\zeta) &= \frac{1}{4} \left[ 1 \pm Tri \left( \frac{\zeta}{DL} \right) e^{-2\sigma_p^2 \frac{\Lambda^2}{D^2} \zeta^2} \right],
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

con las siguientes condiciones:

$$Tri(x) = \begin{cases} 0 & \text{for } |x| > \frac{1}{2} \\ (1-2|x|) & \text{for } |x| \leq \frac{1}{2} \end{cases}
 \tag{9}$$

15 Como se muestra en la figura 5, en el caso donde el estado de entrada es simétrico, se encuentra que las probabilidades (más precisamente, las funciones de densidad de probabilidad correspondientes)  $HOM_{1e1o}$  y  $HOM_{2e2o}$  tienen un máximo de 0.5 cuando  $\zeta=0$ . En otras palabras, se presenta la coalescencia, puesto que el primero y segundo fotones convertidos están en la misma salida del divisor de haces óptico 14, el cual, con una probabilidad de 0.5, es la primera salida, o con la misma probabilidad, es la segunda salida del divisor de haces óptico 14.

20 Como se muestra en la figura 6, en el caso donde el estado de entrada es antisimétrico, se encuentra que las probabilidades  $HOM_{1e1o}$  y  $HOM_{2e2o}$  son nulas cuando  $\zeta=0$ . En otras palabras, se presenta anticoalescencia, puesto

que el fotón extraordinario y el fotón ordinario nunca están presentes en la misma salida del divisor de haces óptico 14.

5 Desde un punto de vista práctico, el interferómetro HOM 1 ha sido usado, entre otras cosas, para la medición de la incertidumbre de tiempo asociada con la emisión de un par de fotones mediante subconversión paramétrica espontánea, el cual es típicamente menor de un picosegundo. Todavía a manera de ejemplo, el interferómetro HOM 1 también ha sido utilizado para probar las desigualdades de Bell, para medir el tiempo de tunelación de los fotones, para llevar a cabo teleportación cuántica, e incluso para construir puertas lógicas cuánticas, para clonar estados cuánticos y para implementar esquemas de distribución clave cuánticos.

10 Aún cuando el interferómetro HOM 1 permite generar la coalescencia de dos fotones y consecuentemente prestarse a sí mismo para diversas aplicaciones con base en las características cuánticas de la materia, no permite que sus salidas sean controladas, esto es, las probabilidades con las cuales los dos fotones coalescentes aparecen en la primera o en la segunda salida del divisor de haces óptico 14.

Un objeto de la presente invención es proveer un interferómetro que resuelva al menos parcialmente las desventajas de la técnica conocida.

15 De acuerdo con la presente invención, se proveen un interferómetro y un método para controlar la coalescencia de un par de fotones como se define en las reivindicaciones 1 y 10, respectivamente.

Para un mejor entendimiento de la invención, se describirán ahora algunas realizaciones, puramente a manera de ejemplo no limitativo y con referencia a los dibujos acompañantes, en donde:

- las figuras 1 y 4 muestran diagramas de bloque de un tipo conocido de interferómetro;
- 20 - la figura 2 muestra esquemáticamente una vista en perspectiva de un cristal del interferómetro mostrado en las figuras 1 y 4, y dos conos de emisión relacionados con un fotón extraordinario y un fotón ordinario;
- la figura 3 muestra una sección transversal de los dos conos de emisión mostrados en la figura 2, tomada a lo largo de la línea de sección III – III mostrada en la figura 2;
- 25 - las figuras 5 y 6 muestran funciones de densidad de probabilidad relacionadas con la salida del interferómetro mostrado en las figuras 1 y 4, en los casos de estados de entrada simétrico y antisimétrico, respectivamente;
- la figura 7 muestra un diagrama de bloque de una primera realización del interferómetro de acuerdo con la presente invención;
- la figura 8 muestra el perfil de envoltura de una función de densidad de probabilidad relacionada con las salidas de un subsistema interferométrico definido por una porción del interferómetro mostrado en la figura 7;
- 30 - la figura 9 muestra funciones de densidad de probabilidad relacionadas con las salidas del subsistema interferométrico;
- la figura 10 el perfil de envoltura de una función de densidad de probabilidad relacionada con las salidas del interferómetro mostrado en la figura 7;
- 35 - la figura 11 muestra funciones de densidad de probabilidad relacionadas con las salidas del interferómetro mostrado en la figura 7;
- la figura 12 muestra un diagrama de bloque de una segunda realización del interferómetro de acuerdo con la presente invención;
- la figura 13 muestra el perfil de envoltura de una función de densidad de probabilidad relacionada con las salidas del interferómetro mostrado en la figura 12; y
- 40 - la figura 14 muestra funciones de densidad de probabilidad relacionadas con las salidas del interferómetro mostrado en la figura 12.

La figura 7 muestra un interferómetro para controlar la coalescencia de un par de fotones, indicada como un conjunto por el numeral de referencia 50 y el cual se denomina de aquí en adelante como interferómetro 50.

45 En detalle, el interferómetro 50 comprende una fuente óptica 51 del tipo coherente, tal como una fuente de láser por ejemplo, y un divisor de haces de bomba óptica 52, los cuales juntos forman un generador 53 de fotones de bomba.

En particular, la fuente óptica 51 es capaz de generar pulsos electromagnéticos, por ejemplo, a una longitud de onda de 415 nm, los cuales son recibidos por el divisor 52 de haces de bomba óptico. En detalle, el divisor 52 de haces de bomba óptico tiene una entrada, sobre la cual se reciben los pulsos electromagnéticos generados por la fuente 51 óptica, y primera y segunda salidas.

5 Durante el uso, para cada pulso electromagnético que impacta sobre su entrada, el divisor 52 de haces de bomba óptico genera un pulso de bomba correspondiente, descrito más adelante, sobre cada una de las primera y segunda salidas.

10 El interferómetro 50 también comprende un primer cristal 54, una primera línea de retardo 56, un primer desplazador de fase 58 de polarización, primero y segundo espejos 60, 62 y un divisor de haces óptico que se denomina como primer divisor de haces 64 de interferómetro.

La primera línea de retardo 56, en si misma conocida y la cual de aquí en adelante será denominada como la primera línea 56 de retardo de interferómetro, es del tipo óptico y está formada, por ejemplo, por un trombón óptico. Durante el uso, cuando es atravesada por un fotón, la primera línea 56 de retardo de interferómetro lo retarda durante un tiempo predeterminado y controlable electrónicamente.

15 El primer desplazador 58 de fase de polarización, también de un tipo conocido en sí mismo, es formado, por ejemplo, por un cristal birrefringente, el cual, cuando es atravesado por fotones, los desplaza en fase de manera diferente de acuerdo con las polarizaciones de los fotones. Adicionalmente, el primer desplazador 58 de fase de polarización puede ser controlado, por voltaje por ejemplo, de tal manera que varíe el desplazamiento de fase que introduce.

20 El primer cristal 54 es un cristal ópticamente no lineal, tal como, por ejemplo, un cristal no centrosimétrico (por ejemplo, un cristal de borato de bario, BBO), y está dispuesto de tal manera que reciba los pulsos de bomba originados a partir de la primera salida del divisor 52 de haces de bomba óptico, los cuales de aquí en adelante serán denominados como primeros pulsos de cristal. Aunque no se muestran, los primeros pulsos de cristal pueden ser dirigidos al primer cristal 54 de una manera que es por sí conocida, por ejemplo, mediante espejos y/o lentes y/o guías de onda oportunos.

25

Un primer detenedor 66 de haz (opcional) está dispuesto al frente de y alineado con el primer cristal 54, teniendo la función de absorber los fotones de los primeros pulsos de cristal que pasan a través del primer cristal 54 sin dar lugar a fenómenos de subconversión paramétrica espontánea, tal como se describe más adelante.

30 El primer cristal 54 define, junto con la primera línea 56 de retardo de interferómetro, el primer desplazador de fase de polarización 58 y el primer espejo 60, un primer camino óptico 70, el cual conecta el primer cristal 54 con el primer divisor 64 de haces de interferómetro de manera tal que la primera línea 56 de retardo del interferómetro y el primer desplazador 58 de fase de polarización se interponen entre el primer cristal 54 y el primer espejo 60. El primer cristal 54 también define, junto con el segundo espejo 62, un segundo camino óptico 72, el cual también conecta el primer cristal 54 con el primer divisor 64 de haces de interferómetro.

35 Aunque no se muestran en la figura 7, el primero y segundo caminos ópticos 70, 72 están dispuestos de manera tal que es conocida por sí misma, a lo largo de las intersecciones de los dos conos de emisión a lo largo de los cuales el primer cristal 54 emite, siguiendo el fenómeno de subconversión paramétrica espontánea de un fotón de un primer pulso de cristal, el correspondiente fotón extraordinario y el correspondiente fotón ordinario. En estos términos, puede asumirse que el primer cristal 54 tiene una primera y una segunda salida, cada una de ellas definida por una línea correspondiente entre las dos líneas de intersección a lo largo de las cuales se intersectan los dos conos de emisión antes mencionados. El primero y segundo caminos ópticos 70 y 72 se originan respectivamente a partir de la primera y segunda salidas del primer cristal 54; para propósitos de la presente invención, es indiferente cual del primero y segundo camino óptico 70, 72 deriva su origen de la primera salida del primer cristal 54 y cual la deriva de la segunda salida. También debe anotarse que, en la figura 7, los ángulos formados por el primero y segundo caminos ópticos 70, 72 son puramente cualitativos.

40

45

El primer divisor de haces 64 de interferómetro es del tipo denominado 50/50 y tiene una primera y segunda entrada, y una primera y segunda salida. Por ejemplo, el primer divisor 64 de haces de interferómetro puede ser formado por un par de prismas.

50 Como ya se mencionó, el primero y segundo caminos ópticos 70, 72 se conectan ópticamente con el primer divisor 64 de haces de interferómetro, definiendo con precisión la primera y segunda entrada, puesto que, como ya se estableció con respecto al interferómetro HOM, el término "entrada" significa una dirección correspondiente de propagación de una señal electromagnética o fotón que impacta sobre el primer divisor de haces 64, de interferómetro. La definición de la primera y segunda entradas del primer divisor de haces 64 de interferómetro también abarca la definición de la primera y segunda salidas del primer divisor 64 de haces de interferómetro, lo cual implica direcciones de propagación correspondientes de las señales electromagnéticas o fotones que se mueven

55 lejos del divisor de haces óptico.

Por exhaustividad, de aquí en adelante se hará referencia a la primera salida del primer divisor de haces 64 de interferómetro para indicar la dirección de propagación tomada por los fotones que impactan el primer divisor de haces 64 óptico después de haber seguido el primer camino óptico 70 y pasar a través del primer divisor de haces 64 de interferómetro sin ser reflejados, siendo coincidente esta dirección de propagación con la dirección de propagación de los fotones que impactan sobre el primer divisor de haces 64 óptico después de haber seguido el segundo camino óptico 72 y ser reflejados por él. De la misma manera, de aquí en adelante se hará referencia a la segunda salida del primer divisor de haces 64 de interferómetro para indicar la dirección de propagación tomada por los fotones que impactan sobre el primer divisor de haces 64 de interferómetro después de haber seguido el segundo camino óptico 72 y que pasan a través del primer divisor de haces 64 de interferómetro sin ser reflejados, siendo coincidente esta dirección de propagación con la dirección de propagación de los fotones que impactan sobre el primer divisor de haces 64 óptico después de haber seguido el primer camino óptico 70 y ser reflejados por él.

El interferómetro 50 también comprende un tercero y cuarto espejos 74, 76 y un primero y segundo elementos de compensación 78, 80 (descritos en detalle más adelante) y un segundo cristal 84, siendo este último un cristal no lineal ópticamente, idéntico al primer cristal 54 y orientado de la misma manera. Por ejemplo, cada uno de los primero y segundo cristales 54, 84 es paralelepípedo y está cortado de tal manera que el eje óptico forma un ángulo con el eje longitudinal del paralelepípedo, por ejemplo, igual a  $42^\circ$ ; además, estos paralelepípedos obviamente tienen la misma longitud.

En mayor detalle, el primero y segundo elementos de compensación 78, 80 están formados cada uno por un cristal idéntico al segundo cristal 84 con respecto tanto al material como a la forma geométrica. Por lo tanto tienen la misma longitud que el segundo cristal 84. Adicionalmente, cada uno de los primero y segundo elementos de compensación 78, 80 está rotado en  $90^\circ$  con respecto al segundo cristal 84; en particular cada uno de los primeros y segundo elementos de compensación 78, 80 tiene una posición (orientación) que corresponde a la posición del segundo cristal 84, pero rotada en  $90^\circ$  con respecto al eje óptico (si es en la dirección de las manecillas del reloj o al contrario es indiferente). De esta manera, corriente abajo del segundo cristal 84, el fotón ordinario y el fotón extraordinario generados por el primer cristal 54 mantienen el mismo retardo de tiempo que tienen en las entradas del primer cristal 54, puesto que cada uno pasa a través de dos elementos birrefringentes (el segundo cristal y, alternativamente, el primero o el segundo elemento de compensación) teniendo índices de refracción ordinarios y extraordinarios intercambiados entre ellos. En la práctica, el primero y segundo elementos de compensación 78, 80 llevan a cabo la función de hacer que el estado de salida desde el primer divisor de haces 64 de interferómetro sea temporalmente igual al estado de salida del segundo cristal 84.

El tercero y cuarto espejos 74, 76 están dispuestos para recibir, respectivamente, los fotones que se originan a partir de la primera y segunda salidas del primero divisor de haces 64 de interferómetro, y para reflejarlos en la dirección del segundo cristal 84.

En todavía mayor detalle, el primer divisor de haces 64 de interferómetro, el tercer espejo 74, el primer elemento de compensación 78 y el segundo cristal 84 forman un tercer camino óptico 86, el cual conecta la primera salida del primer divisor de haces 64 de interferómetro con el segundo cristal 84, y de tal manera que el primer elemento de compensación 78 está interpuesto entre el tercer espejo 74 y el segundo cristal 84. En la práctica, el tercer camino óptico 86 es la continuación del primer camino óptico 70.

De la misma manera, el primer divisor de haces 64 de interferómetro, el cuarto espejo 76, el segundo elemento de compensación 82 y el segundo cristal 84 forman un cuarto camino óptico 88, el cual conecta la segunda salida del primer divisor de haces 64 de interferómetro con el segundo cristal 84, y es tal que el segundo elemento de compensación está interpuesto entre el cuarto espejo 76 y el segundo cristal 84. En la práctica, el cuarto camino óptico 88 es la continuación del segundo camino óptico 72.

De la misma manera que sucede para el primero y segundo caminos ópticos 70, 72, el tercero y cuarto caminos ópticos 86, 88 también se desarrollan a lo largo de dos líneas de intersección de los dos conos de emisión del primer cristal 54, el cual cambia, de manera conocida por sí misma, siguiendo la interacción con los componentes del interferómetro 50, y en particular siguiendo la interacción con el primero y segundo espejos 60, 62, el primer divisor de haces 64 de interferómetro, el tercero y el cuarto espejos 76, 78 y el primero y segundo elementos de compensación 78, 80.

El interferómetro 50 también comprende una línea 89 de retardo adicional, la cual se denomina de aquí en adelante como línea de retardo 89 de bomba. Esta línea de retardo 89 de bomba está dispuesta para recibir los pulsos de bomba que se originan a partir de la segunda salida del divisor de haces 52 de bomba óptico, los cuales se denominan de aquí en adelante como segundos pulsos de cristal, cada uno de los cuales corresponde a un respectivo primer pulso de cristal. Adicionalmente, la línea de retardo 89 de bomba puede ser formada en el espacio libre, por ejemplo, utilizando un trombón óptico, o puede ser de tipo guiado; además, de una manera que es conocida por sí misma, la entidad del retardo introducida por la línea de retardo 89 de bomba, a saber el tiempo empleado por los fotones para pasar a través de la línea 89 de retardo de bomba, es variable de una manera controlable eléctricamente.

Independientemente de los detalles de construcción, la línea 89 de retardo de bomba transporta los segundos pulsos de cristal al segundo cristal 84.

5 El interferómetro 50 también comprende una línea de retardo 90 adicional, la cual se denomina como segunda línea de retardo 90 de interferómetro, y un segundo desplazador de fase 92 de polarización, así como un quinto y sexto espejos 94, 96 y un divisor de haces 98 óptico adicional, el cual se denomina como segundo divisor de haces 98 de interferómetro. El segundo divisor de haces 98 de interferómetro puede ser el mismo que el primer divisor de haces 64 de interferómetro.

10 El segundo cristal 84, la segunda línea 90 de retardo de interferómetro, el segundo desplazador de fase 92 de polarización, el quinto espejo 94 y el segundo divisor de haces 98 de interferómetro forman un quinto camino óptico 100, el cual conecta el segundo cristal 84 con el segundo divisor de haces 98 de interferómetro, y es tal que la segunda línea de retardo 90 de interferómetro y el segundo desplazador de fase 92 de polarización están interpuestos entre el segundo cristal 84 y el espejo 94. En la práctica, el quinto camino óptico es una continuación del tercer camino óptico 86.

15 Adicionalmente, el segundo cristal 84, el sexto espejo 96 y el segundo divisor de haces 98 de interferómetro forman un sexto camino óptico 102, el cual conecta el segundo cristal 84 con el segundo divisor de haces 98 de interferómetro. En la práctica, el sexto camino óptico 102 es una continuación del cuarto camino óptico 88.

En aún mayor detalle, los quinto y sexto caminos ópticos 100, 102 se conectan ópticamente con el segundo divisor de haces 98 de interferómetro, definiendo la primera y segunda entradas, de manera similar a lo que sucede para los primero y segundo caminos ópticos 70, 72 y el primer divisor de haces 64 de interferómetro.

20 Aunque no se muestran, los quinto y sexto caminos ópticos 100, 102, están dispuestos, de una manera que es por sí misma conocida, a lo largo de las intersecciones de los dos conos a lo largo de los cuales el segundo cristal 84 emite, siguiendo el fenómeno de subconversión paramétrica espontánea de un fotón de un segundo pulso de cristal, el fotón extraordinario correspondiente y el fotón ordinario correspondiente, de una manera similar a lo que sucede sobre el primer cristal 54 y el primero y segundo caminos ópticos 70, 72. Además, estas intersecciones se superponen con las intersecciones de los dos conos a lo largo de los cuales el primer cristal 54 emite, siguiendo el fenómeno de subconversión paramétrica espontánea de un fotón de un primer pulso de cristal, el fotón extraordinario correspondiente y el fotón ordinario correspondiente.

30 El interferómetro 50 también es tal que cualquier fotón que se origina a partir del tercer camino óptico 86 que impacta sobre el segundo cristal 84 se propaga, después de haber pasado a través del segundo cristal 84, a lo largo del quinto camino óptico 100. Además, el interferómetro 50 es tal que cualquier fotón que se origina a partir del cuarto camino óptico 88 que impacta sobre el segundo cristal 84 se propaga, después de haber pasado a través del segundo cristal 84, a lo largo del sexto camino óptico 102.

35 En la práctica, un fotón que se origina a partir del tercer camino óptico 86 se propaga, después de haber pasado a través del segundo cristal 84, a lo largo del mismo camino seguido por un fotón generado por el segundo cristal 84 a través de subconversión paramétrica espontánea y se propaga a lo largo del quinto camino óptico 100. De la misma forma, un fotón que se origina a partir del cuarto camino óptico 88 se propaga, después de haber pasado a través del segundo cristal 84, a lo largo del mismo camino seguido por un fotón generado por el segundo cristal 84 a través de subconversión paramétrica espontánea y se propaga a lo largo del sexto camino óptico 102. Así, considerando los fotones generados por el primer cristal 54 y los fotones generados por el segundo cristal 84, si los correspondientes primero y segundo pulsos de cristal que los generaron están retardados temporalmente de una manera tal que compensen las diferentes longitudes ópticas de los caminos ópticos cubiertos por los fotones generados por el primer cristal 54 y por los fotones generados por el segundo cristal 84, no es posible determinar, sobre la base de los caminos ópticos seguidos, cuál cristal los generó.

45 Para propósitos prácticos, el primero, tercero y quinto caminos ópticos 70, 86, 100 son consecutivos uno al otro y forman un primer camino extendido, mientras que el segundo, cuarto y sexto caminos ópticos 72, 88, 102, también son consecutivos uno a otro, y forman un segundo camino extendido.

El interferómetro también comprende un segundo detenedor de haces 104, dispuesto al frente del segundo cristal 84 y que tiene la función de absorber los fotones de los segundos pulsos de cristal que pasan a través del segundo cristal 84 sin dar lugar al fenómeno de subconversión paramétrica espontánea.

50 Como se describe en detalle en lo que sigue, se obtiene el control de coalescencia sobre la primera y segunda salidas del segundo divisor de haces 98 de interferómetro. Con este propósito, de una manera que es conocida por sí misma, es posible monitorear la primera y segunda salidas del segundo divisor de haces 98 de interferómetro, por ejemplo a través del primero, segundo, tercero y cuarto fotodetectores 30, 32, 42, 44, así como a través del primero y segundo divisores de medición 46, 48 descritos en relación con el interferómetro HOM 1. En particular, en el ejemplo de la figura 7, el primero y tercero fotodetectores 30, 42 monitorean la primera salida del segundo divisor de haces 98 de interferómetro, y por lo tanto el primer camino extendido, mientras que el segundo y cuarto

fotodetectores 32, 44 monitorean la segunda salida del segundo divisor de haces 98 de interferómetro, y por lo tanto el segundo camino extendido. Se asume que el quinto camino óptico 100 pasa a través del segundo divisor de haces 98 de interferómetro y llega al primer divisor de medición 46, y que el sexto camino óptico 102 pasa a través del segundo divisor de haces 98 de interferómetro y llega al segundo divisor de medición 48.

5 Operativamente, asumiendo un par de primero y segundo pulsos de cristal que son correspondientes mutuamente, a saber generados por el divisor de haces 52 de bomba óptico que parte del primer pulso electromagnético, y con referencia a ellos respectivamente como pulso de bomba simétrico y pulso de bomba antisimétrico, el interferómetro 50 se comporta de la siguiente manera.

10 En detalle, uno de los fotones del pulso de bomba asimétrico puede generar, a través de subconversión paramétrica espontánea dentro del primer cristal 54, un primer fotón extraordinario y un primer fotón ordinario, cada uno de los cuales puede propagarse a lo largo del primero o el segundo camino óptico 70,72.

Desde un punto de vista cuántico, el estado de salida del primer divisor de haces 64 de interferómetro puede ser expresado como:

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle = & \frac{C e^{-i\left(\frac{\Omega_p}{2}\right)\theta}}{2\sqrt{2}} \int_{-L}^0 dz \int_{-\infty}^{+\infty} dv_p E_p^{(+)}(v_p) e^{i v_p \left(\Lambda z - \frac{\theta}{2}\right)} \int_{-\infty}^{+\infty} dv e^{-i D v z} \times \\
 & \left\{ \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) - \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] (e^{i v \theta} + e^{-i v \theta}) \right. \\
 & \left. + \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) - \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] (e^{i v \theta} - e^{-i v \theta}) \right\} |0\rangle
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

15 donde los subíndices “1” y “2” se refieren al primero y segundo caminos ópticos 70, 72, respectivamente (de forma equivalente, al primero y segundo camino extendido) mientras que los subíndices “e” y “o” se refieren al primer fotón extraordinario y al primer fotón ordinario; además,  $\theta$  es un tiempo que es función del retardo introducido por la primera línea de retardo 56 de interferómetro. En particular,  $\theta$  es tal que la condición  $\theta=0$  se obtiene cuando el primero y segundo caminos ópticos 70, 72 tienen la misma longitud óptica.

20 Asumiendo que el primero y segundo elementos de compensación 78, 80 y el segundo cristal 84 están ausentes, o más bien asumiendo que el interferómetro 50 es un interferómetro de los llamados Mach-Zender, es posible expresar el estado de salida del segundo divisor de haces 98 de interferómetro:

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle = & \frac{C L e^{-i\left(\frac{\Omega_p}{2}\right)(\theta+\zeta)}}{4\sqrt{2}} \int_{-L}^0 dz \int_{-\infty}^{+\infty} dv_p E_p^{(+)}(v_p) e^{i v_p \left[\Lambda z - \frac{\theta+\zeta}{2}\right]} \int_{-\infty}^{+\infty} dv e^{-i D v z} \times \\
 & \times \left[ - \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) + \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] (e^{i v \theta} + e^{-i v \theta}) \left[ e^{i\left(\frac{v_p + \Omega_p}{2}\right)\zeta} + e^{-i\left(\frac{v_p + \Omega_p}{2}\right)\zeta} \right] \right. \\
 & + \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) - \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] (e^{i v \theta} - e^{-i v \theta}) \left[ e^{i v \zeta} + e^{-i v \zeta} \right] \\
 & + \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) + \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] (e^{i v \theta} + e^{-i v \theta}) \left[ e^{i\left(\frac{v_p + \Omega_p}{2}\right)\zeta} - e^{-i\left(\frac{v_p + \Omega_p}{2}\right)\zeta} \right] \\
 & \left. + \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) - \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] (e^{i v \theta} - e^{-i v \theta}) \left[ e^{i v \zeta} - e^{-i v \zeta} \right] \right] |0\rangle
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

25 donde  $\zeta$  es un tiempo que es función del retardo introducido por la segunda línea de retardo 90 de interferómetro. En particular, la condición  $\zeta=0$  se obtiene cuando el quinto y sexto caminos ópticos 100, 102 tienen la misma longitud óptica. Debería anotarse que cuando se hace referencia a los estados de salida del segundo divisor de haces 98 de interferómetro, los subíndices “1” y “2” se refieren, hablando estrictamente, al primero y segundo caminos extendidos.

En el caso donde  $\theta=0$  y  $\zeta=0$ , la ecuación (11) se convierte en:

$$|\psi\rangle = -\frac{CLe^{-\frac{\Omega_p}{2}(\vartheta+\zeta)}}{4\sqrt{2}} \int_{-L}^0 dz \int_{-\infty}^{+\infty} dv_p E_p^{(+)}(v_p) e^{iv_p \left[ \frac{\Lambda z - \vartheta + \zeta}{2} \right]} \int_{-\infty}^{+\infty} dv e^{-iDLvz} \times$$

$$\times \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) + \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] |0\rangle$$

(12)

De una manera conocida por sí misma, también es posible determinar que las probabilidades (normalizadas)  $1e1o$ ,  $1e2o$ ,  $2e1o$  y  $2e2o$ , de aquí en adelante denominada respectivamente como  $MZ_{1e1o}$ ,  $MZ_{1e2o}$ ,  $MZ_{2e1o}$  y  $MZ_{2e2o}$ , las cuales pueden ser expresadas como:

$$MZ_{1e1o}(\vartheta, \zeta) = \frac{1}{4} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \text{Cos}(\Omega_p \zeta) e^{-\frac{\sigma_p^2(\zeta)^2}{2}} + \frac{1}{4} \text{Cos}(\Omega_p \zeta) \text{Tri} \left( \frac{\vartheta}{DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda\vartheta}{D} - \zeta)^2}{2}} + e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda\vartheta}{D} + \zeta)^2}{2}} \right] \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4} \text{Tri} \left( \frac{\zeta + \vartheta}{DL} \right) e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda}{D}(\zeta + \vartheta))^2}{2}} + \frac{1}{2} \text{Tri} \left( \frac{\zeta}{DL} \right) e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda}{D}\zeta)^2}{2}} - \frac{1}{4} \text{Tri} \left( \frac{\zeta - \vartheta}{DL} \right) e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda}{D}(\zeta - \vartheta))^2}{2}} \right\}$$

$$MZ_{2e2o}(\vartheta, \zeta) = \frac{1}{4} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \text{Cos}(\Omega_p \zeta) e^{-\frac{\sigma_p^2(\zeta)^2}{2}} + \frac{1}{4} \text{Cos}(\Omega_p \zeta) \text{Tri} \left( \frac{\vartheta}{DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda\vartheta}{D} - \zeta)^2}{2}} + e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda\vartheta}{D} + \zeta)^2}{2}} \right] \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4} \text{Tri} \left( \frac{\zeta + \vartheta}{DL} \right) e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda}{D}(\zeta + \vartheta))^2}{2}} + \frac{1}{2} \text{Tri} \left( \frac{\zeta}{DL} \right) e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda}{D}\zeta)^2}{2}} - \frac{1}{4} \text{Tri} \left( \frac{\zeta - \vartheta}{DL} \right) e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda}{D}(\zeta - \vartheta))^2}{2}} \right\}$$

$$MZ_{1e2o}(\vartheta, \zeta) = \frac{1}{4} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \text{Cos}(\Omega_p \zeta) e^{-\frac{\sigma_p^2(\zeta)^2}{2}} - \frac{1}{4} \text{Cos}(\Omega_p \zeta) \text{Tri} \left( \frac{\vartheta}{DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda\vartheta}{D} - \zeta)^2}{2}} + e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda\vartheta}{D} + \zeta)^2}{2}} \right] \right.$$

$$\left. + \frac{1}{4} \text{Tri} \left( \frac{\zeta + \vartheta}{DL} \right) e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda}{D}(\zeta + \vartheta))^2}{2}} - \frac{1}{2} \text{Tri} \left( \frac{\zeta}{DL} \right) e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda}{D}\zeta)^2}{2}} + \frac{1}{4} \text{Tri} \left( \frac{\zeta - \vartheta}{DL} \right) e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda}{D}(\zeta - \vartheta))^2}{2}} \right\}$$

$$MZ_{2e1o}(\vartheta, \zeta) = \frac{1}{4} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \text{Cos}(\Omega_p \zeta) e^{-\frac{\sigma_p^2(\zeta)^2}{2}} - \frac{1}{4} \text{Cos}(\Omega_p \zeta) \text{Tri} \left( \frac{\vartheta}{DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda\vartheta}{D} - \zeta)^2}{2}} + e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda\vartheta}{D} + \zeta)^2}{2}} \right] \right.$$

$$\left. + \frac{1}{4} \text{Tri} \left( \frac{\zeta + \vartheta}{DL} \right) e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda}{D}(\zeta + \vartheta))^2}{2}} - \frac{1}{2} \text{Tri} \left( \frac{\zeta}{DL} \right) e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda}{D}\zeta)^2}{2}} + \frac{1}{4} \text{Tri} \left( \frac{\zeta - \vartheta}{DL} \right) e^{-\frac{\sigma_p^2(2\frac{\Lambda}{D}(\zeta - \vartheta))^2}{2}} \right\}.$$

(13)

Con referencia a las ecuaciones (13), la figura 8 muestra una envoltura de probabilidad  $MZ_{1e1o}$  como función de  $\zeta$ , obtenida para  $\theta=0$ .

Además, la figura 9, también obtenida para  $\theta=0$ , muestra la probabilidad  $MZ_{1e1o}$  (igual a la probabilidad  $MZ_{2e2o}$ ) y la probabilidad  $MZ_{1e2o}$  (igual a la probabilidad  $MZ_{2e1o}$ ).

En particular, la figura 9 muestra cómo es posible cambiar la simetría del estado de salida a partir del segundo divisor de haces 98 de interferómetro alterando  $\zeta$  (dentro de la longitud de onda), esto es, alterando el retardo introducido por la segunda línea de retardo 90 de interferómetro. Además, podía notarse cómo la probabilidad  $MZ_{1e1o}$  está en su máximo y es igual a 0.5 para  $\zeta=0$ , esto es, ocurre la coalescencia. En otras palabras, el primer cristal 54, la primera línea de retardo 56 de interferómetro, el primer desplazador de fase 58 de polarización, el primero y segundo espejos 60, 62, el primer divisor de haces 64 de interferómetro, el tercero y cuarto espejos 74, 76, la segunda línea de retardo 90 de interferómetro, el segundo desplazador de fase 92 de polarización, el quinto y sexto espejo 94, 96 y el segundo divisor de haces 98 de interferómetro forman un dispositivo de interferencia de estado simétrico  $I_s$ , cuyo estado de salida es un estado simétrico con dos fotones coalescentes, el cual puede ser expresado de manera simplificada (sin considerar la diferencia en polarización) como  $1/\sqrt{2}(|2_1, 0_2\rangle + |0_1, 2_2\rangle)$ .

Al retirar la suposición de que los primero y segundo elementos de compensación 78, 80 y el segundo cristal 84 están ausentes ocurre lo siguiente.

- Operacionalmente, uno de los fotones del pulso de bomba simétrico puede generar, a través de subconversión paramétrica espontánea dentro del segundo cristal 84, un segundo fotón extraordinario y un segundo fotón ordinario, cada uno de los cuales puede propagarse a lo largo del quinto o el sexto camino óptico 100, 102, a saber a lo largo del primero o segundo camino extendido. En la práctica, el segundo cristal 84, la segunda línea 90 de retardo de interferómetro, el segundo desplazador de fase 92 de polarización, el quinto y sexto espejos 94, 96 y el segundo divisor de haces 98 de interferómetro forman un dispositivo diferencial de estado asimétrico  $I_a$ , en un cierto sentido "en cascada con respecto a" el dispositivo  $I_s$  interferencial de estado simétrico. Con mayor precisión, el dispositivo  $I_a$  diferencial de estado asimétrico comparte salidas con el dispositivo  $I_s$  interferencial de estado simétrico, a saber el segundo divisor de haces 98 de interferómetro, así como la segunda línea de retardo 90 de interferómetro y el segundo desplazador de fase 92 de polarización. Adicionalmente, el dispositivo  $I_a$  interferencial de estado asimétrico es un interferómetro Hong-Ou-Mandel y como tal provee, por si mismo, un estado antisimétrico con dos fotones coalescentes, el cual puede ser explicado de manera simplificada como  $1/\sqrt{2}(|2,0_2\rangle - |0,2_2\rangle)$ .
- En mayor detalle, indicando con  $\tau$  un tiempo que es una función del retardo introducido por la línea de retardo 89, a saber el retardo con el cual el pulso de bomba antisimétrico impacta sobre el segundo cristal 84 con respecto al tiempo en el cual el pulso de bomba simétrico impacta sobre el primer cristal 54, el estado de salida del segundo divisor de haces 98 de interferómetro se convierte en:

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle = & \frac{e^{-i2(K_e L_e + K_o L_o)} C L e^{\frac{i\Omega_p}{2}(2\tau - \vartheta - \varsigma)}}{8} \int_{-L}^0 dz \int_{-\infty}^{+\infty} dv_p E_p^{(+)}(v_p) e^{i v_p \left[ \Lambda z \frac{Q(L+L_e) + \vartheta + \varsigma - 2\tau}{2} \right]} \int_{-\infty}^{+\infty} dve^{-iDv \left( z + \frac{L-L_e}{D} \right)} \times \\
 & \times \left\{ \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) + \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] \left( e^{i\eta\vartheta} + e^{-i\eta\vartheta} \right) \left[ e^{i\left(\frac{v_p + \Omega_p}{2}\right)\varsigma} + e^{-i\left(\frac{v_p + \Omega_p}{2}\right)\varsigma} \right] \right. \\
 & + \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) - \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] \left( e^{i\eta\vartheta} - e^{-i\eta\vartheta} \right) \left[ e^{i\eta\varsigma} + e^{-i\eta\varsigma} \right] \\
 & + \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) + \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] \left( e^{i\eta\vartheta} + e^{-i\eta\vartheta} \right) \left[ e^{i\left(\frac{v_p + \Omega_p}{2}\right)\varsigma} - e^{-i\left(\frac{v_p + \Omega_p}{2}\right)\varsigma} \right] \\
 & \left. + \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) - \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] \left( e^{i\eta\vartheta} - e^{-i\eta\vartheta} \right) \left[ e^{i\eta\varsigma} - e^{-i\eta\varsigma} \right] \right\} \\
 & + \frac{C e^{-i\left(\frac{\Omega_p}{2}\right)\varsigma}}{4} \int_{-L}^0 dz \int_{-\infty}^{+\infty} dv_p E_p^{(+)}(v_p) e^{i v_p \left( \Lambda z \frac{\varsigma}{2} \right)} \int_{-\infty}^{+\infty} dve^{-iDv\tau} \times \\
 & \left\{ \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) - \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] \left( e^{i\eta\varsigma} + e^{-i\eta\varsigma} \right) \right. \\
 & \left. + \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{2o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) - \hat{a}_{2e}^\dagger \left( v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \hat{a}_{1o}^\dagger \left( -v + \frac{v_p + \Omega_p}{2} \right) \right] \left( e^{i\eta\varsigma} - e^{-i\eta\varsigma} \right) \right\} |0\rangle
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

- en donde, indicando los índices de refracción extraordinario y ordinario del primer cristal 54 como  $n_e$  y  $n_o$ , da  $K_e = \frac{n_e \Omega_p}{2c}$ ,  $K_o = \frac{n_o \Omega_p}{2c}$ ,  $G = \left( \frac{1}{u_e} + \frac{1}{u_o} \right)$ , y  $L_c$  es la longitud del primero y segundo elementos de compensación 78, 80.

También es posible determinar las probabilidades (normalizadas)  $1e1o$ ,  $1e2o$ ,  $2e1o$  y  $2e2o$ , de aquí en adelante indicadas respectivamente como  $P_{1e1o}$ ,  $P_{1e2o}$ ,  $P_{2e1o}$  y  $P_{2e2o}$ ,

- las cuales pueden ser expresadas como:

$$P_{ijjo}(\varsigma) = \frac{2HOM_{ijjo}(\varsigma) + 2MZ_{ijjo}(\vartheta, \varsigma) - I_{ijjo}(\tau, \vartheta, \varsigma)}{\sum_{i,j} [2HOM_{ijjo}(\varsigma) + 2MZ_{ijjo}(\vartheta, \varsigma) - I_{ijjo}(\tau, \vartheta, \varsigma)]} \tag{15}$$

en donde los índices i y j pueden asumir valores de "1" o "2", y en donde se mantiene lo siguiente:

$$\begin{aligned}
 I_{lelo}(\tau, \vartheta, \zeta) = & \\
 & \left. \begin{aligned}
 & \text{Cos} \left[ \Omega_p \left( \frac{2\tau - \vartheta - \zeta}{2} \right) - 2L(K_e + K_o) \right] \left\{ \begin{aligned}
 & \text{Tri} \left( \frac{\vartheta + \zeta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta + \zeta) - 2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} + e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta + \zeta) + 2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} \right] \\
 & + \text{Tri} \left( \frac{\vartheta - \zeta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta - \zeta) - 2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} + e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta - \zeta) + 2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} \right]
 \end{aligned} \right\} \\
 & + \text{Cos} \left[ \Omega_p \left( \frac{2\tau - \vartheta + \zeta}{2} \right) - 2L(K_e + K_o) \right] \left\{ \begin{aligned}
 & \text{Tri} \left( \frac{\vartheta + \zeta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta + \zeta) - 2GL + \vartheta - \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} + e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta + \zeta) + 2GL + \vartheta - \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} \right] \\
 & + \text{Tri} \left( \frac{\vartheta - \zeta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta - \zeta) - 2GL + \vartheta - \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} + e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta - \zeta) + 2GL + \vartheta - \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} \right]
 \end{aligned} \right\} \\
 & + \text{Cos} \left[ \Omega_p \left( \frac{2\tau - \vartheta}{2} \right) - 2L(K_e + K_o) \right] \left\{ \begin{aligned}
 & 2\text{Tri} \left( \frac{\vartheta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta) + 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} - e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta) - 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} \right] \\
 & + \text{Tri} \left( \frac{\vartheta - \zeta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta - \zeta) + 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} - e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta - \zeta) - 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} \right] \\
 & + \text{Tri} \left( \frac{\vartheta + \zeta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta + \zeta) + 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} - e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta + \zeta) - 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} \right]
 \end{aligned} \right\}
 \end{aligned}
 \right.
 \end{aligned}$$



$$-Cos \left[ \Omega_p \left( \frac{2\tau - \vartheta}{2} \right) - 2L(K_e + K_o) \right] \left\{ \begin{array}{l} 2Tri \left( \frac{\vartheta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta) + 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} - e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta) - 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} \right] \\ -Tri \left( \frac{\vartheta - \zeta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta - \zeta) + 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} - e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta - \zeta) - 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} \right] \\ -Tri \left( \frac{\vartheta + \zeta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta + \zeta) + 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} - e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta + \zeta) - 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} \right] \end{array} \right\}$$

$$I_{2e2o}(\tau, \vartheta, \zeta) =$$

$$-Cos \left[ \Omega_p \left( \frac{2\tau - \vartheta - \zeta}{2} \right) - 2L(K_e + K_o) \right] \left\{ \begin{array}{l} +Tri \left( \frac{\vartheta + \zeta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta + \zeta) + 2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} - e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta + \zeta) - 2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} \right] \\ +Tri \left( \frac{\vartheta - \zeta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta - \zeta) + 2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} - e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta - \zeta) - 2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} \right] \end{array} \right\}$$

$$+Cos \left[ \Omega_p \left( \frac{2\tau - \vartheta + \zeta}{2} \right) - 2L(K_e + K_o) \right] \left\{ \begin{array}{l} +Tri \left( \frac{\vartheta + \zeta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta + \zeta) + 2GL + \vartheta - \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} - e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta + \zeta) - 2GL + \vartheta - \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} \right] \\ +Tri \left( \frac{\vartheta - \zeta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta - \zeta) + 2GL + \vartheta - \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} - e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta - \zeta) - 2GL + \vartheta - \zeta - 2\tau}{2} \right]^2} \right] \end{array} \right\}$$

$$-Cos \left[ \Omega_p \left( \frac{2\tau - \vartheta}{2} \right) - 2L(K_e + K_o) \right] \left\{ \begin{array}{l} 2Tri \left( \frac{\vartheta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta) + 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} - e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta) - 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} \right] \\ -Tri \left( \frac{\vartheta - \zeta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta - \zeta) + 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} - e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta - \zeta) - 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} \right] \\ -Tri \left( \frac{\vartheta + \zeta}{2DL} \right) \left[ e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta + \zeta) + 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} - e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[ \frac{\Lambda(\vartheta + \zeta) - 2GL + \vartheta - 2\tau}{2} \right]^2} \right] \end{array} \right\}$$

(16)

Con referencia a la ecuación (15), la figura 10 muestra una envoltura de probabilidad  $P_{1e1o}$  como función de  $\tau$ , obtenida para  $\theta=0$  y  $\zeta=0$ .

5 Además, la figura 11, también obtenida para  $\theta=0$  y  $\zeta=0$ , muestra, como función de  $\tau$ , la probabilidad  $P_{1e1o}$ , a saber la probabilidad de tener un par fotón extraordinario - fotón ordinario en la primera salida del segundo divisor de haces 98 de interferómetro, y la probabilidad  $P_{2e2o}$ , a saber la probabilidad de tener un par fotón extraordinario - fotón ordinario en la segunda salida del segundo divisor de haces 98 de interferómetro.

10 En detalle, tanto la probabilidad  $P_{1e1o}$  y la probabilidad  $P_{2e2o}$  tienen una tendencia oscilante y están en el rango entre 0 y 1. En particular, para  $\zeta=0$  y  $\theta=0$ , el estado de salida del segundo divisor de haces 98 de interferómetro puede ser expresado como:

$$1/\sqrt{2}(|2_1, 0_2\rangle + |0_1, 2_2\rangle) + e^{i\tau} \cdot 1/\sqrt{2}(|2_1, 0_2\rangle - |0_1, 2_2\rangle) \quad (17)$$

15 esto es la suma sopesada de un estado simétrico con dos fotones coalescentes y un estado antisimétrico con dos fotones coalescentes. El peso del estado simétrico con los dos fotones coalescentes es unitario, mientras que el peso del estado antisimétrico con dos fotones coalescentes es una función de  $\tau$ , esto es, depende del retardo introducido por la línea de retardo 89 de bomba.

Debe anotarse que con el fin de bombear el primero y segundo cristales 54, 84 de manera coherente, la línea 89 de retardo de bomba está dimensionado de tal manera que  $\tau$  no excede el tiempo de coherencia característico de los pulsos electromagnéticos emitidos por la fuente óptica 52; de esta manera, los pulsos de cada par del primero y segundo pulsos de cristal son mutuamente coherentes. Además,  $\tau$  se escoge de tal manera que el valor de  $\tau=0$  corresponda al caso en donde el primer fotón extraordinario y el primer fotón ordinario generados posiblemente por el primer cristal 54 impactan sobre el segundo cristal 84 simultáneamente con el pulso de bomba antisimétrico.

5 Puesto que el retardo introducido por la línea de retardo 89 de bomba es controlable electrónicamente, de una manera que es por sí misma conocida, por lo tanto es posible controlar el estado de salida desde el interferómetro 50.

10 En otras palabras, alterando el desplazamiento de fase temporal entre el pulso de bomba simétrico y el pulso de bomba antisimétrico, es posible controlar las probabilidades con las cuales el par de fotones coalescentes aparecen sobre la primera o sobre la segunda salida del segundo divisor de haces 98 de interferómetro.

También puede anotarse que la descripción provista para la realización mostrada en la figura 7 puede ser extendida en el caso donde los fenómenos de subconversión paramétrica espontánea tipo I ocurren dentro del primero y segundo cristal 54, 84, esto es, fenómenos donde los fotones generados tienen la misma polarización. En este caso, el primero y segundo divisores de medición 46, 48 son reemplazados por divisores de haces ópticos sustitutivos correspondientes, del tipo 50/50, mientras que el primero y segundo elementos 78, 80 de condensación están ausentes; además, los filtros de interferencia de banda estrecha, centrados sobre la longitud de onda de los fotones emitidos a través de la subconversión paramétrica espontánea, son interpuestos entre el segundo divisor de haces 98 de interferómetro y los divisores de haces ópticos sustitutivos.

15 De acuerdo con una realización diferente, aún con respecto al caso de la subconversión paramétrica espontánea tipo II, también es posible reemplazar el primer divisor de haces 64 de interferómetro, con un divisor de haces 64 bis óptico sustitutivo del tipo polarizante, como se muestra en la figura 12. En vez de ello, el segundo divisor de haces 98 de interferómetro continua siendo del tipo 50/50.

25 En este caso, el estado de salida del segundo divisor de haces 98 de interferómetro se convierte en:

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle = & \frac{iCe^{-\frac{\Omega_p}{2}(2\tau-\theta-\zeta)-2L(K_x+K_y)}}{4} \int_{-L}^0 dz \int_0^{+\infty} dv_p E_p^{(+)}(v_p) e^{iv_p\left(\Lambda z - \frac{2GL+\theta+\zeta-2\tau}{2}\right)} \int_{-\infty}^{+\infty} dv e^{-iDvz} \times \\
 & \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger\left(v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) \hat{a}_{1o}^\dagger\left(-v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) + \hat{a}_{2e}^\dagger\left(v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) \hat{a}_{2o}^\dagger\left(-v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) \right] \left[ e^{iv(\theta)} e^{-i\frac{v_p + \Omega_p}{2}(\zeta)} + e^{-iv(\theta)} e^{i\frac{v_p + \Omega_p}{2}(\zeta)} \right] \\
 & \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger\left(v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) \hat{a}_{2o}^\dagger\left(-v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) + \hat{a}_{2e}^\dagger\left(v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) \hat{a}_{1o}^\dagger\left(-v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) \right] \left[ e^{iv(\theta)} e^{-i\frac{v_p + \Omega_p}{2}(\zeta)} - e^{-iv(\theta)} e^{i\frac{v_p + \Omega_p}{2}(\zeta)} \right] \\
 & |0\rangle \\
 & + \frac{Ce^{-\frac{\Omega_p}{2}\zeta}}{4} \int_{-L}^0 dz \int_0^{+\infty} dv_p E_p^{(+)}(v_p) e^{iv_p\left(\Lambda z - \frac{\zeta}{2}\right)} \int_{-\infty}^{+\infty} dv e^{-iDvz} \times \\
 & \left\{ \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger\left(v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) \hat{a}_{1o}^\dagger\left(-v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) - \hat{a}_{2e}^\dagger\left(v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) \hat{a}_{2o}^\dagger\left(-v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) \right] \left( e^{iv\zeta} + e^{-iv\zeta} \right) \right. \\
 & \left. + \left[ \hat{a}_{1e}^\dagger\left(v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) \hat{a}_{2o}^\dagger\left(-v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) - \hat{a}_{2e}^\dagger\left(v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) \hat{a}_{1o}^\dagger\left(-v + \frac{v_p + \Omega_p}{2}\right) \right] \left( e^{iv\zeta} - e^{-iv\zeta} \right) \right\} |0\rangle
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

Las probabilidades  $P_{1e1o}$ ,  $P_{1e2o}$ ,  $P_{2e1o}$  y  $P_{2e2o}$  pueden ser expresadas entonces como:

$$P_{iejo}(\zeta) = \frac{HOM_{iejo}(\zeta) + PBMZ_{iejo}(\vartheta, \zeta) + I_{iejo}(\tau, \vartheta, \zeta)}{\sum_{i,j} [HOM_{iejo}(\zeta) + PBMZ_{iejo}(\vartheta, \zeta) + I_{iejo}(\tau, \vartheta, \zeta)]} \tag{19}$$

30 en donde los índices  $i$  y  $j$  pueden asumir valores de "1" o "2" y en donde se mantiene lo siguiente:

$$\begin{aligned}
 HOM_{1e1o}(\zeta) &= \left[ 1 + Tri\left(\frac{\zeta}{DL}\right) e^{-2\sigma_p^2 \frac{\Lambda^2}{D^2} \zeta^2} \right] \\
 HOM_{2e2o}(\zeta) &= \left[ 1 + Tri\left(\frac{\zeta}{DL}\right) e^{-2\sigma_p^2 \frac{\Lambda^2}{D^2} \zeta^2} \right] \\
 HOM_{1e2o}(\zeta) &= \left[ 1 - Tri\left(\frac{\zeta}{DL}\right) e^{-2\sigma_p^2 \frac{\Lambda^2}{D^2} \zeta^2} \right] \\
 HOM_{2e1o}(\zeta) &= \left[ 1 - Tri\left(\frac{\zeta}{DL}\right) e^{-2\sigma_p^2 \frac{\Lambda^2}{D^2} \zeta^2} \right] \\
 PBMZ_{1e1o}(\vartheta, \zeta) &= 1 + Cos(\Omega_p \zeta) Tri\left(\frac{\vartheta}{DL}\right) e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left(2\frac{\Lambda\vartheta}{D} - \zeta\right)^2} \\
 PBMZ_{2e2o}(\vartheta, \zeta) &= 1 + Cos(\Omega_p \zeta) Tri\left(\frac{\vartheta}{DL}\right) e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left(2\frac{\Lambda\vartheta}{D} - \zeta\right)^2} \\
 PBMZ_{1e2o}(\vartheta, \zeta) &= 1 - Cos(\Omega_p \zeta) Tri\left(\frac{\vartheta}{DL}\right) e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left(2\frac{\Lambda\vartheta}{D} - \zeta\right)^2} \\
 PBMZ_{2e1o}(\vartheta, \zeta) &= 1 - Cos(\Omega_p \zeta) Tri\left(\frac{\vartheta}{DL}\right) e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left(2\frac{\Lambda\vartheta}{D} - \zeta\right)^2}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 I_{1e1o}(\tau, \vartheta, \zeta) &= -I_{2e2o}(\tau, \vartheta, \zeta) = \\
 & -Sin\left[\Omega_p \left(\frac{2\tau - \vartheta - \zeta}{2}\right) - 2L(K_e + K_o)\right] \left\{ +Tri\left(\frac{\vartheta + \zeta}{2DL}\right) e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[\frac{\Lambda}{D}(\vartheta + \zeta) - \frac{2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2}\right]^2} + Tri\left(\frac{\vartheta - \zeta}{2DL}\right) e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[\frac{\Lambda}{D}(\vartheta - \zeta) - \frac{2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2}\right]^2} \right\} \\
 & -Sin\left[\Omega_p \left(\frac{2\tau - \vartheta + \zeta}{2}\right) - 2L(K_e + K_o)\right] \left\{ +Tri\left(\frac{\vartheta + \zeta}{2DL}\right) e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[\frac{\Lambda}{D}(\vartheta + \zeta) + \frac{2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2}\right]^2} + Tri\left(\frac{\vartheta - \zeta}{2DL}\right) e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[\frac{\Lambda}{D}(\vartheta - \zeta) + \frac{2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2}\right]^2} \right\} \\
 I_{1e2o}(\tau, \vartheta, \zeta) &= -I_{2e1o}(\tau, \vartheta, \zeta) = \\
 & -Sin\left[\Omega_p \left(\frac{2\tau - \vartheta - \zeta}{2}\right) - 2L(K_e + K_o)\right] \left\{ -Tri\left(\frac{\vartheta + \zeta}{2DL}\right) e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[\frac{\Lambda}{D}(\vartheta + \zeta) - \frac{2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2}\right]^2} + Tri\left(\frac{\vartheta - \zeta}{2DL}\right) e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[\frac{\Lambda}{D}(\vartheta - \zeta) - \frac{2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2}\right]^2} \right\} \\
 & -Sin\left[\Omega_p \left(\frac{2\tau - \vartheta + \zeta}{2}\right) - 2L(K_e + K_o)\right] \left\{ -Tri\left(\frac{\vartheta + \zeta}{2DL}\right) e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[\frac{\Lambda}{D}(\vartheta + \zeta) + \frac{2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2}\right]^2} + Tri\left(\frac{\vartheta - \zeta}{2DL}\right) e^{-\frac{\sigma_p^2}{2} \left[\frac{\Lambda}{D}(\vartheta - \zeta) + \frac{2GL + \vartheta + \zeta - 2\tau}{2}\right]^2} \right\}
 \end{aligned}$$

(20)

Con referencia a la ecuación (19), la figura 13 muestra una envoltura de probabilidad  $P_{1e1o}$  como función de  $\tau$ , obtenida para  $\theta=0$  y  $\zeta=0$ . Además, la figura 14, también obtenida para  $\theta=0$ ,  $\zeta=0$ , muestra como función de  $\tau$ , las probabilidades  $P_{1e1o}$  y  $P_{2e2o}$ . En la práctica el estado de salida desde el segundo divisor de haces 98 de interferómetro puede ser expresado por la fórmula (17) también para la segunda realización.

5

Las ventajas que pueden ser obtenidas con el presente interferómetro emergen claramente de la descripción anterior. En particular, el presente interferómetro permite controlar la coalescencia de un par de fotones y en particular las probabilidades con las cuales un par de fotones coalescentes es emitido desde la primera o desde la segunda salida del segundo divisor de haces 98 de interferómetro. En otras palabras, el presente interferómetro funciona como un conmutador de dos fotones controlable electrónicamente.

10

Finalmente, es claro que pueden hacerse cambios y modificaciones al interferómetro descrito sin salir del alcance de protección de la presente invención.

REIVINDICACIONES

1. Un interferómetro para controlar la coalescencia de un par de fotones, que comprende:
  - una fuente óptica (51, 52) configurada para generar un primero y un segundo pulso de bomba coherente uno con otro y desplazado en tiempo mediante un retardo ( $\tau$ ); y
- 5 - primer medio interferométrico ( $I_a$ ) configurado para recibir el primer pulso de bomba y generar un estado antisimétrico con dos fotones coalescentes  $(\frac{1}{\sqrt{2}}(|2,0_2\rangle - |0,2_2\rangle))$ ;
 

caracterizado porque comprende un segundo medio interferométrico ( $I_s$ ) configurado para recibir el segundo pulso de bomba y para generar un estado simétrico con dos fotones coalescentes  $(\frac{1}{\sqrt{2}}(|2,0_2\rangle + |0,2_2\rangle))$ , estando conectados el primero y segundo medios interferométricos de tal manera que el interferómetro está configurado para

- 10 generar un estado final igual a la suma sopesada del estado antisimétrico y del estado simétrico  $(\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|2,0_2\rangle + |0,2_2\rangle) + e^{i\tau} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|2,0_2\rangle - |0,2_2\rangle))$ , siendo los pesos de dicha suma una función de dicho retardo.
- 2. El interferómetro de acuerdo con la reivindicación 1, en donde el primero y segundos medios interferométricos ( $I_a$ ,  $I_s$ ) definen un primer camino óptico (70, 86, 100) y un segundo camino óptico (72, 88, 102); y en donde el segundo medio interferométrico comprende un primer cristal (54) del tipo ópticamente no lineal y configurado para recibir el
- 15 segundo pulso de bomba, y el primero y segundo divisores de haces ópticos (64, 98), el primero y el segundo caminos ópticos extendidos entre el primer cristal y el segundo divisor de haces óptico, estando el primer divisor de haces óptico interpuesto entre el primer cristal y el segundo divisor de haces óptico, y estando atravesado por el primero y segundo caminos ópticos.
- 3. El interferómetro de acuerdo con la reivindicación 2, en donde el primer medio interferométrico ( $I_a$ ) comprende
- 20 dicho segundo divisor de haces (98) óptico y un segundo cristal (84) del tipo ópticamente no lineal y configurado para recibir el primer pulso de bomba, siendo atravesado el segundo cristal por el primero y segundo caminos ópticos (70, 86, 100; 72, 88, 102) y estando interpuesto entre el primero y segundo divisores de haces (64, 98) ópticos.
- 4. El interferómetro de acuerdo con las reivindicación 3, en donde el primero y segundo cristales (54, 84) están
- 25 adaptados para emitir un primero y un segundo par de fotones, respectivamente, al recibir el segundo y primero pulsos de bomba, respectivamente; y en donde el primero y segundo caminos ópticos (70, 86, 100; 72, 88, 102) son tales, que considerados cualquiera entre dicho primero y segundo pares de fotones, un fotón de dicho par considerado es emitido a lo largo del primer camino óptico, y el otro fotón es emitido a lo largo del segundo camino óptico.
- 5. El interferómetro de acuerdo con la reivindicación 4, en donde el segundo medio interferométrico ( $I_s$ ) comprende
- 30 un primer medio de retardo óptico (56, 58) dispuesto a lo largo del primer camino óptico (70, 86, 100), interpuesto entre el primer cristal (54) y el primer divisor de haces óptico (64), y adaptado para retardar de una manera electrónicamente controlable el fotón del primer par de fotones que se propaga a lo largo del primer camino óptico.
- 6. El interferómetro de acuerdo con la reivindicación 5, en donde dicho primer medio interferométrico ( $I_a$ ) comprende
- 35 un segundo medio de retardo óptico (90, 92) dispuesto a lo largo del primer camino óptico (70, 86, 100), interpuesto entre el segundo cristal (84) y el segundo divisor de haces óptico (98), y adaptado para retardar de una manera electrónicamente controlable los fotones del primero y segundo pares de fotones que se propagan a lo largo del primer camino óptico.
- 7. El interferómetro de acuerdo con cualquiera de las reivindicaciones 3 a 6, que comprende adicionalmente primero
- 40 y segundo elementos ópticos birrefringentes (78, 80), teniendo dicho primero y segundo cristales (54, 84) y primero y segundo elementos ópticos birrefringentes ejes ópticos respectivos; adicionalmente, el primero y segundo elementos ópticos birrefringentes están dispuestos a lo largo del primero y segundo caminos ópticos (70, 86, 100; 72, 88, 102), respectivamente, y están interpuestos entre el primero y segundo cristales (54, 84) y tienen la misma longitud, igual a la longitud del segundo cristal, teniendo cada uno del primero y segundo elementos ópticos birrefringentes
- 45 adicionalmente una posición que corresponde a la posición del segundo cristal, rotada en  $90^\circ$  alrededor del eje óptico.
- 8. El interferómetro de acuerdo con cualquiera de las reivindicaciones 2 a 7, en donde el primer divisor de haces óptico (64) es alternativamente del tipo polarizante o 50/50.
- 9. El interferómetro de acuerdo con cualquiera de las reivindicaciones precedentes, en donde el primer medio
- 50 interferométrico ( $I_a$ ) forma un interferómetro Hong-Ou-Mandel.
- 10. Un método para controlar la coalescencia de un par de fotones que comprende las etapas de:

- generar un primero y segundo pulso de bomba coherente uno con otro y desplazado en el tiempo mediante un retardo;

- sobre la base de dicho primer pulso de bomba, generar un estado antisimétrico con dos fotones coalescentes  $(1/\sqrt{2} \cdot (|2,0_2\rangle + |0,2_2\rangle))$  ;

5 caracterizado por que comprende adicionalmente las etapas de:

- sobre la base de dicho segundo pulso de bomba, generar un estado simétrico con dos fotones coalescentes  $(1/\sqrt{2} \cdot (|2,0_2\rangle + |0,2_2\rangle))$  ; y

10 - ejecutar dichas etapas de generar un estado antisimétrico con dos fotones coalescentes y un estado simétrico con dos fotones coalescentes de manera que se genere un estado final igual a una suma sopesada del estado antisimétrico y el estado simétrico  $(1/\sqrt{2} \cdot (|2,0_2\rangle + |0,2_2\rangle) + e^{it} \cdot 1/\sqrt{2} \cdot (|2,0_2\rangle - |0,2_2\rangle))$  , siendo los pesos de dicha suma una función de dicho retardo.

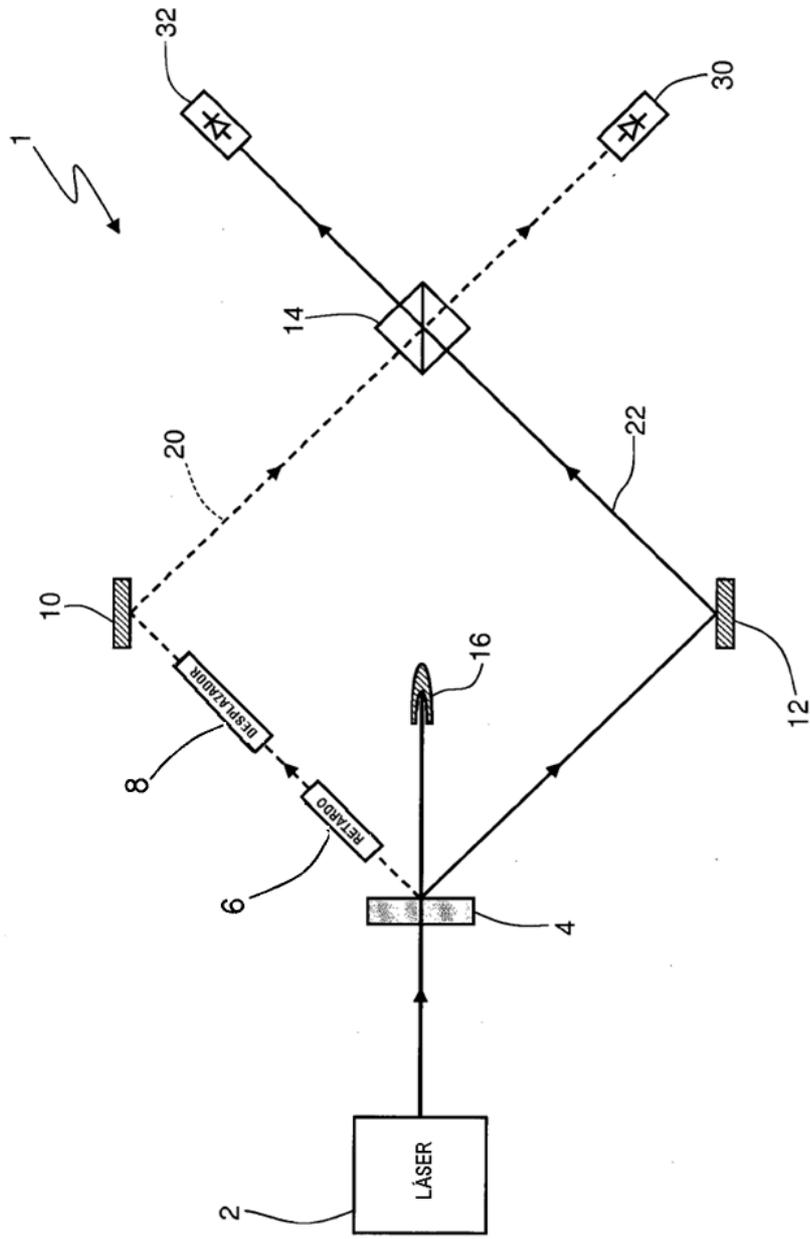


Fig.1

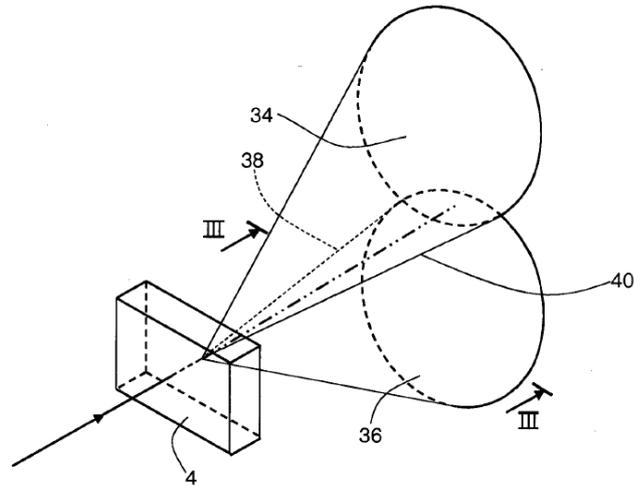


Fig.2

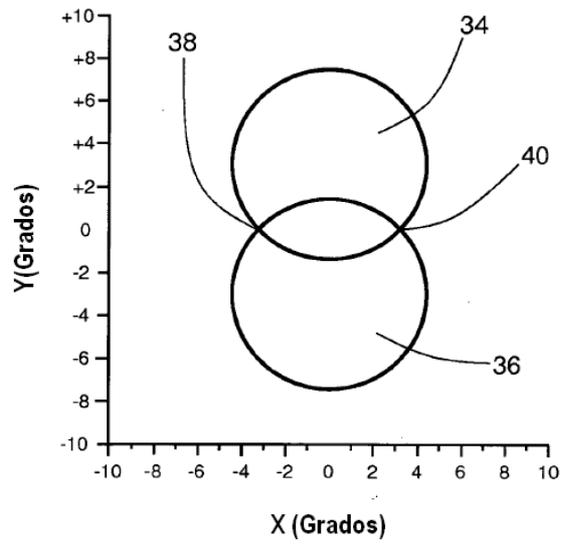


Fig.3



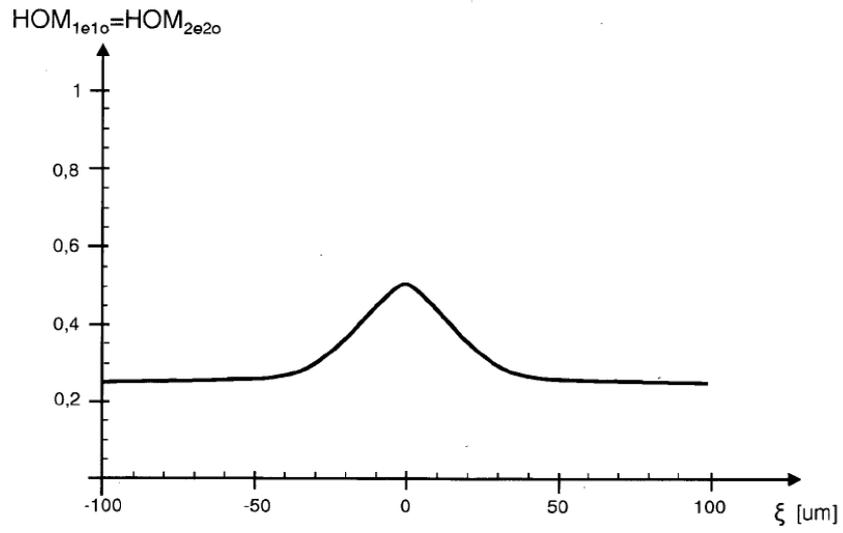


Fig.5

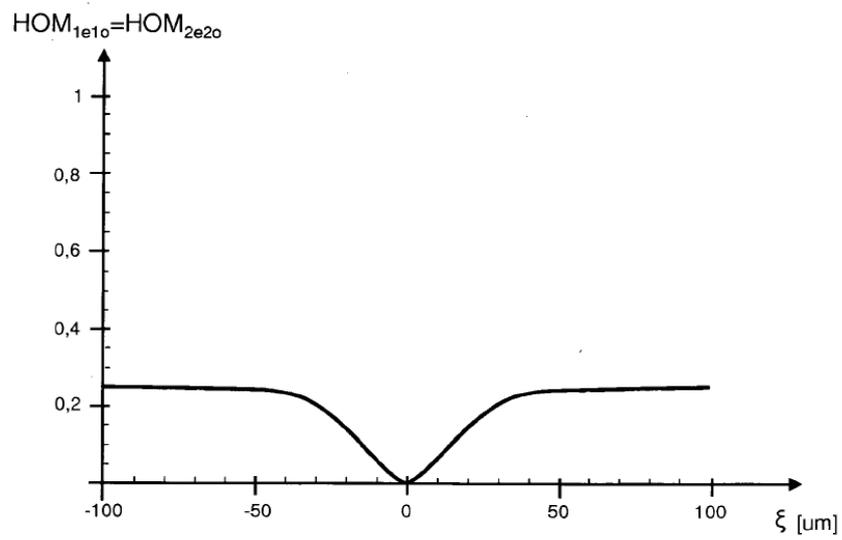


Fig.6

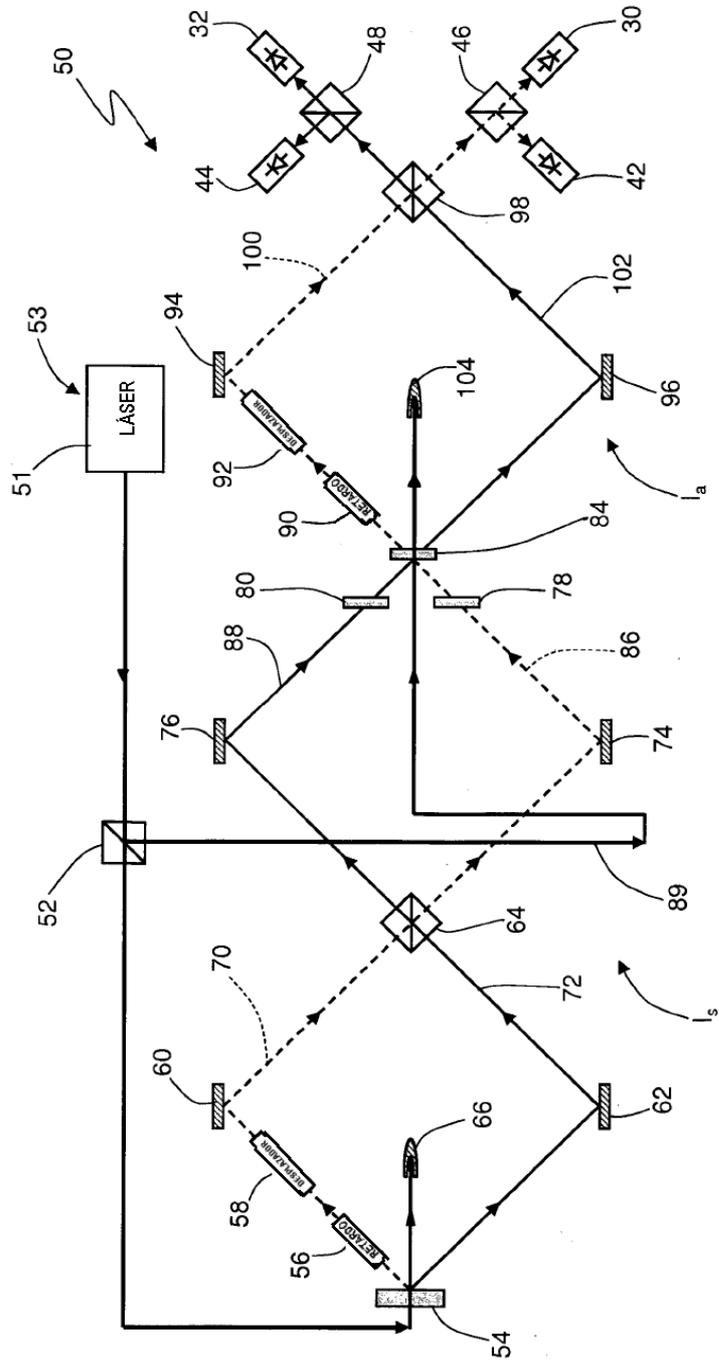


Fig.7

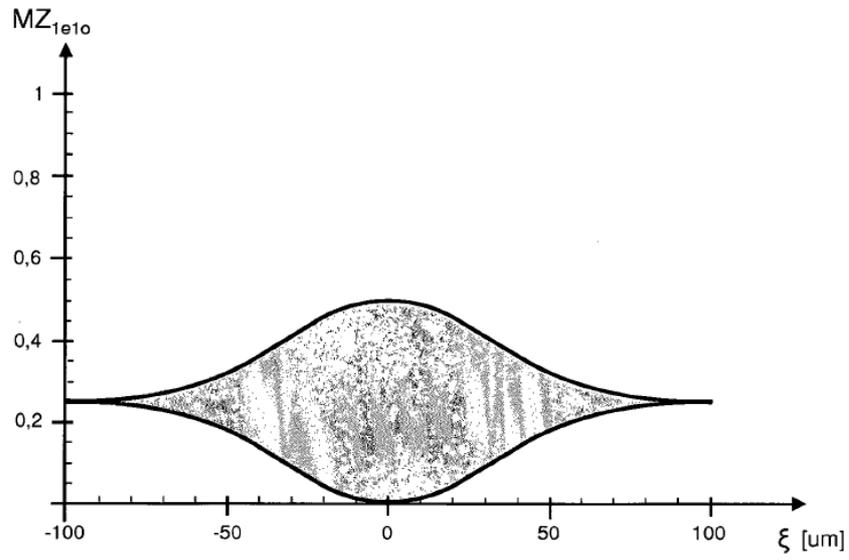


Fig.8

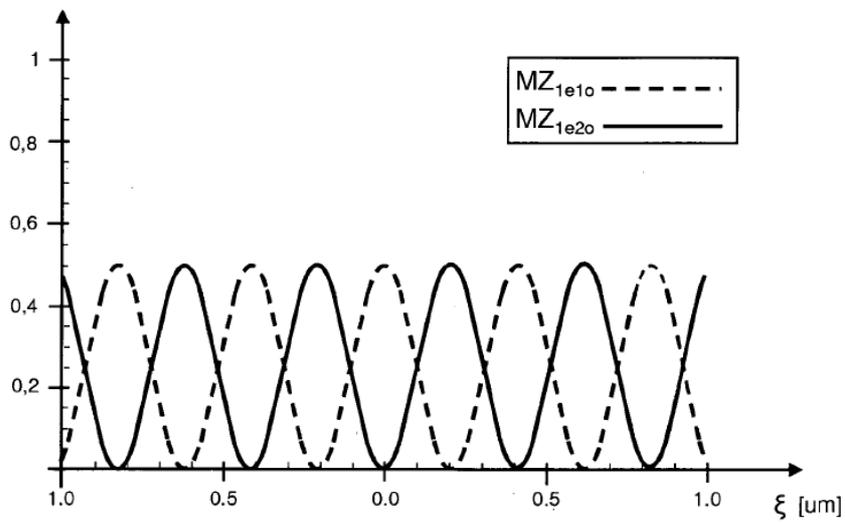


Fig.9

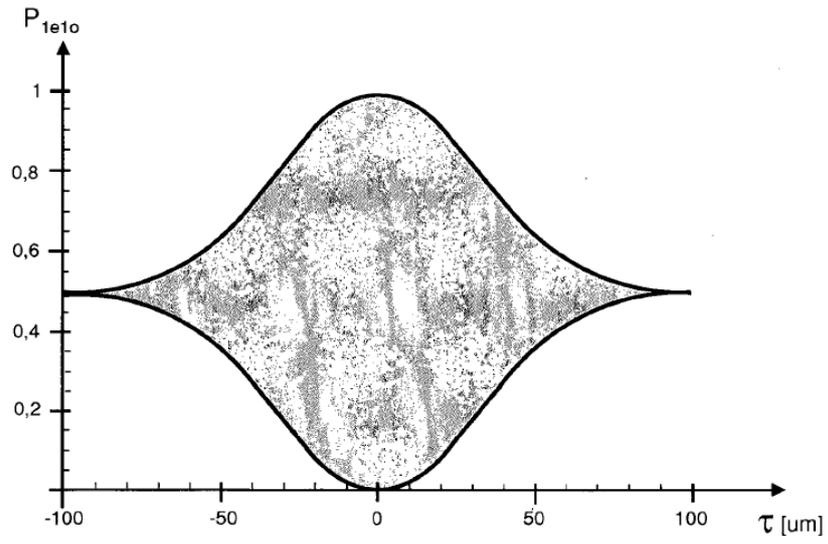


Fig.10

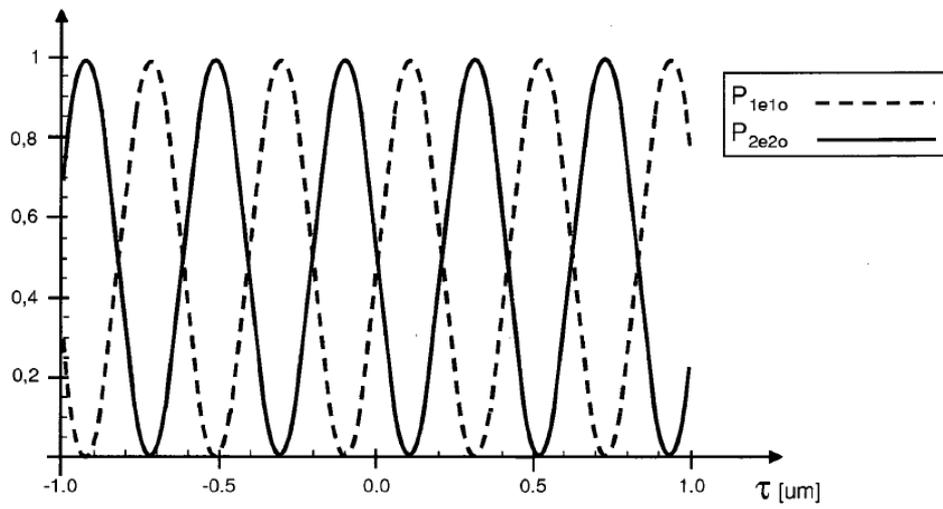


Fig.11

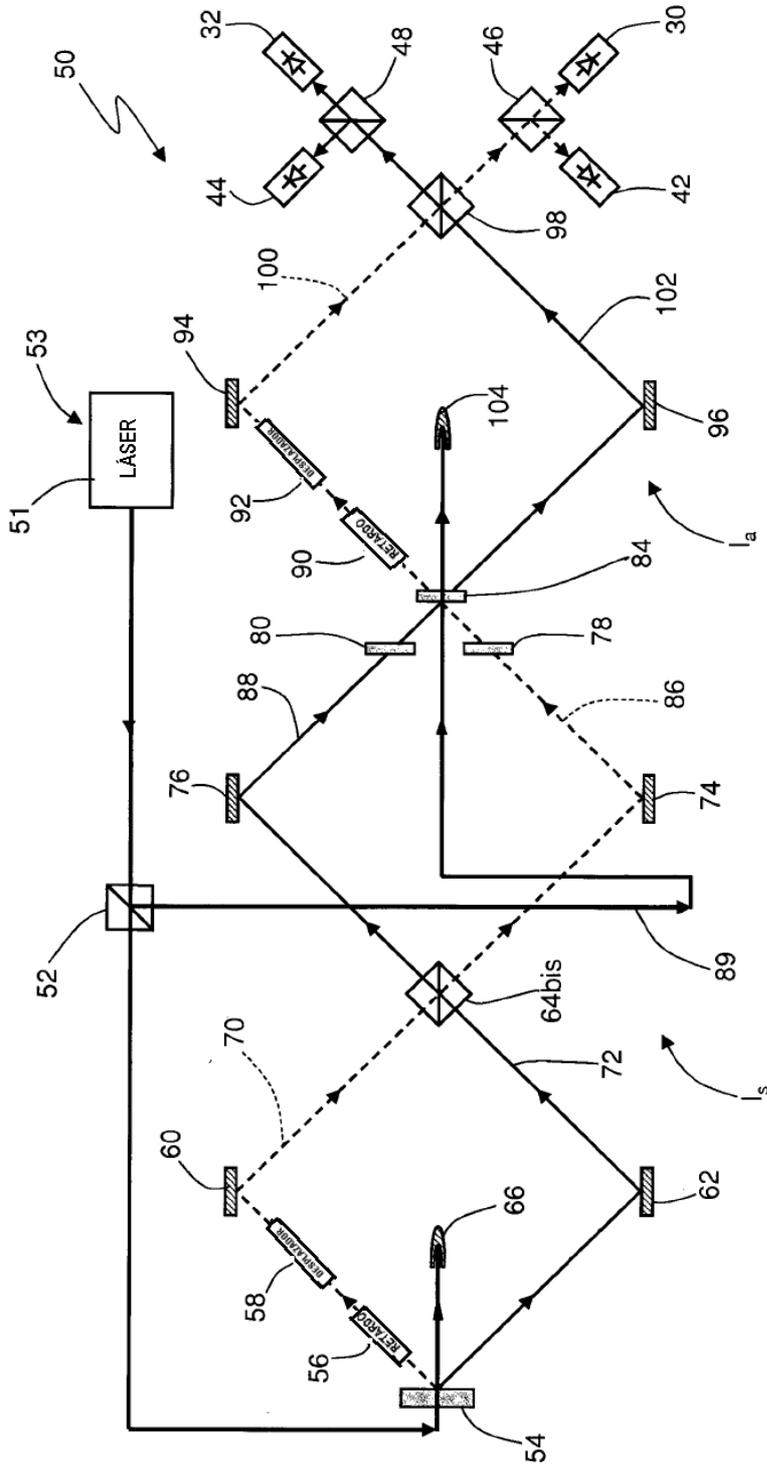


Fig.12

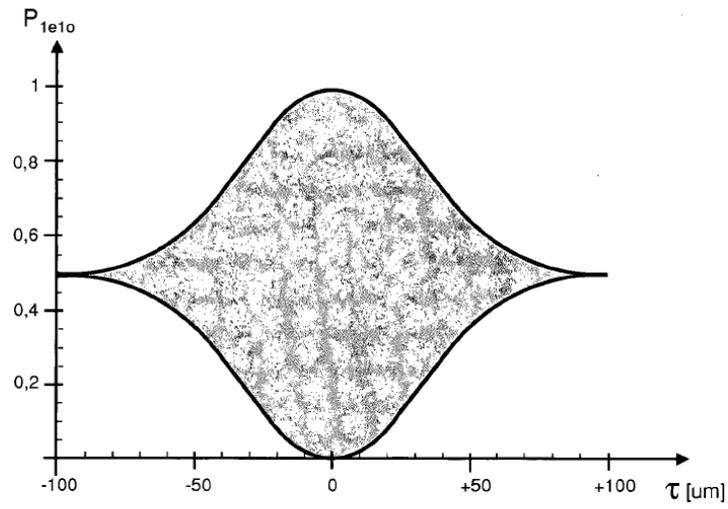


Fig.13

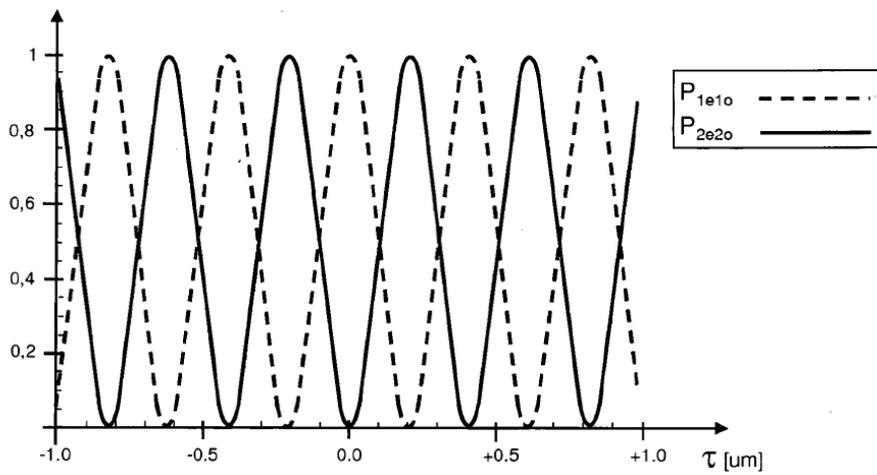


Fig.14