

Aplicaciones interferométricas de cristales fotorrefractivos

GUSTAVO RODRÍGUEZ ZURITA Y ROSARIO PASTRANA SÁNCHEZ

Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Apartado postal 1152, 72000 Puebla, Pue., México

Recibido el 25 de abril de 1994; aceptado el 27 de noviembre de 1996

RESUMEN. Se presenta una revisión de las aplicaciones en interferometría derivadas del empleo de un cristal fotorrefractivo como elemento óptico. Dentro de este contexto, las funciones que un cristal incorporado a un interferómetro puede ejecutar incluyen: el almacenamiento momentáneo de un frente de onda (holografía transitoria), la grabación selectiva de rejillas birrefringentes de Bragg (holografía de promedio temporal), la generación de onda conjugada (compensación de aberraciones y ondas auto-referenciadas), la amplificación de haz, y la auto-adaptabilidad. Se enfatizan los interferómetros de dos brazos con medios lineales de propagación.

ABSTRACT. Methods involving two-beam interferometers which include one photorefractive crystal as a component are reviewed. Such an element can perform as a transient hologram, as a time-average hologram, as a phase conjugate mirror (for compensation of aberrations or self-reference interferometric systems), as a beam amplifier, or as an adaptive element. Special attention to two-beam interferometers and linear propagation media are given.

PACS: 42.40.My; 42.65F

1. INTRODUCCIÓN

Los métodos de interferometría óptica (incluyendo a los holográficos) tienen una relación muy estrecha con la fotorrefractividad y, en particular, con los cristales fotorrefractivos. Con interferencia óptica de dos haces, en un proceso análogo a la grabación holográfica, se forman rejillas de índice de refracción en el volumen de un cristal fotorrefractivo (hologramas de fase volumétricos). Estas rejillas son capaces de acoplar los haces luminosos que las forman (mezcla de dos ondas). También pueden ser leídas al tiempo de formarse, dando lugar, bajo ciertas condiciones, a la generación de ondas conjugadas (mezcla de cuatro ondas).

Algunos procedimientos desarrollados recientemente (corrimiento de fase, interferometría de polarización o técnicas de estabilización) han adoptado las técnicas de mezclas de ondas o se han utilizado para el estudio experimental de las propiedades de la fotorrefractividad. El propósito de este trabajo consiste en revisar las aplicaciones en interferometría surgidas por el empleo de cristales fotorrefractivos. En la Sec. 2 se muestran las propiedades generales de algunas aplicaciones típicas de la conjugación de fase

fotorrefractiva, distinguiendo los casos de bombeo externo y de autobombeo. Se mencionan arreglos anulares para fundamentar algunos sistemas descritos posteriormente. En la Sec. 3, se introducen sistemas interferométricos basados en cristales fotorrefractivos, propuestos en la literatura como aplicaciones novedosas para la interferometría y la holografía. Así mismo, se incluyen sistemas interferométricos aplicados a la inspección de las propiedades del proceso fotorrefractivo. Se tratan sólo medios de propagación lineales.

2. INTERFEROMETRÍA CON CONJUGACIÓN DE FASE FOTORREFRACTIVA

2.1. PROPIEDADES

En un intento por puntualizar los beneficios más importantes implicados por una conjugación de fase ideal (y no sólo basada en la fotorrefractividad) se destacan las siguientes propiedades:

- (a) La capacidad de compensar aberraciones y determinadas perturbaciones presentes en el sistema por el cual se propaga la onda conjugada [1]. En el caso de cumplir con ciertas condiciones,¹ pueden compensarse en general permitividades no lineales [2].
- (b) La tolerancia en la alineación del conjugador respecto al resto del sistema óptico [3].
- (c) La detección de procesos no recíprocos (no compensados durante la conjugación), tales como el efecto Faraday, la absorción saturada, o el efecto giroscópico [4].
- (d) La duplicación de las diferencias de fase de un frente de onda respecto a un frente de onda referencial. Esto es consecuencia de superponer una onda con su conjugada y puede proporcionar mayor sensibilidad en la detección de distribuciones de fase [5, 6].

En arreglos interferométricos incorporando la conjugación de fase, uno de los espejos de un interferómetro clásico a menudo es reemplazado por un conjugador de fase. Por ejemplo, existen numerosas investigaciones sobre el funcionamiento de un interferómetro Fabry-Perot, uno de cuyos espejos es un conjugador de fase [7, 9]. Otro caso es el interferómetro tipo Michelson con un sólo conjugador, que se caracteriza por duplicar las diferencias de fase [propiedad (d)], aunque sólo existe compensación de aberraciones en uno de sus brazos. Si los dos espejos del Michelson fueran conjugadores, el arreglo resultaría sensible sólo a efectos no recíprocos [propiedad (c)] y no exhibiría la propiedad (d). Por otra parte, con el uso de fibras ópticas se consiguen arreglos compactos [10], en particular para giroscopía empleando interferómetros tipo Sagnac [4].

Las propiedades mencionadas son comunes a diversos materiales no lineales, aunque el mecanismo físico responsable de la conjugación puede dar lugar a diferencias significativas. En el caso de los interferómetros incorporando cristales fotorrefractivos, surgen las siguientes características:

- Las irradiancias típicas de los haces involucrados no requieren ser muy altas ($\sim 1 \text{ mW/cm}^2$).

¹Las condiciones para una conjugación de fase ideal considerando un medio *no lineal* frente a un conjugador son dos: el módulo de la reflectividad del conjugador, ρ_{FC} , debe ser 1, y el medio no debe originar ni pérdida ni ganancias [2].

- Las respuestas de los conjugadores son relativamente lentas (\sim ms) ante irradiancias moderadas.
- Los materiales son de respuesta no local; esto es, el máximo cambio de índice de refracción no siempre se presenta en el mismo lugar que el máximo de irradiancia.
- Determinados cristales pueden operar en régimen de autobombeo² para mezcla de cuatro ondas (los ferroeléctricos BaTiO₃, LiNbO₃ o SBN³ [11, 12]); así, los arreglos respectivos presentan características particulares.
- Algunos efectos de otros mecanismos no se presentan en la fotorrefracción (en conjugación policromática [13] es posible la generación de ondas con frecuencias diferentes a las de las incidentes, por ejemplo). Estas propiedades se justifican a continuación empleando el enfoque descrito por Bordé [4].

2.2. EFECTOS TRANSITORIOS Y CONJUGACIÓN DE FASE

En términos de una mezcla de cuatro ondas en cristales fotorrefractivos, dos ondas $A_4(\vec{r}, t) = A(\vec{r}, t) = A_0(\vec{r}, t) \exp[-i2\pi\phi(\vec{r}, t)]$ y $A_1(\vec{r}, t)$ (señal y referencia) interfieren dentro del cristal y forman una rejilla de índice de refracción (u holograma) que, al leerse por $A_2(\vec{r}, t) = A_1^*(\vec{r}, t)$, genera la onda $A_3(\vec{r}, t) = \rho_{PC} A_4^*(\vec{r}, t)$ (véase Fig. 1a). Se considerará en esta sección el caso en que la reflectividad $\rho_{PC} = A_1 A_2 \equiv 1$. La rejilla requiere de un cierto tiempo característico τ_g para grabarse o formarse, de modo que, si la señal se modifica del tiempo t al $t + \Delta t$ (siendo $\Delta t \sim \tau_g$), la onda $A_3(\vec{r}, t) = A_4^*(\vec{r}, t)$ generada por la rejilla grabada, se puede hacer superponer con la onda $A_4(\vec{r}, t + \Delta t)$. Considerando a la señal como surgida tras cruzar por un objeto, se presentan a menudo dos casos (Figs. 1b y 1c) en relación al divisor de haz (BS) empleado para detectar a A_3 .

Caso 1. Después de cruzar al objeto, la onda conjugada $A_4^*(\vec{r}, t)$ es *modulada* por el objeto durante su segundo paso a través de él, ya en su nuevo estado al tiempo $t + \Delta t$ (Fig. 1b), y antes de reflejarse en BS. La amplitud reflejada por BS resulta ser

$$A_4^*(\vec{r}, t) A_4(\vec{r}, t + \Delta t) = A^*(\vec{r}, t) A(\vec{r}, t + \Delta t). \quad (1)$$

Caso 2. La onda conjugada $A_4^*(\vec{r}, t)$ se refleja en BS y puede hacerse *superponer* con $A_3(\vec{r}, t + \Delta t)$. La amplitud reflejada resulta ser (Fig. 1c)

$$A^*(\vec{r}, t) + A(\vec{r}, t + \Delta t) \quad (2)$$

[autorreferencia, prop. (d)]. Característica de ambos casos es la tolerancia de la alineación del conjugador respecto del resto del sistema [prop. (b)]. Muchas aplicaciones derivan de las siguientes situaciones.

²Un cristal exhibiendo autobombeo se comporta como poseyendo dos regiones de interacción. Una actúa como un conjugador anular y la otra como un conjugador mutuamente bombeado (Sec. 2.3), formándose un bucle de retroalimentación por reflexión total interna en las paredes del cristal [ver M. Cronin-Golomb *et al.*, *IEEE J. of Quantum Electr.* **QE-20** (1984) 12]. El esparcimiento coherente estimulado en dirección frontal (*fanning*) juega un papel determinante en la formación de las dos regiones [ver N.V. Bogodaev *et al.*, *J.O.S.A. B* **10** (1993) 1054].

³SBN denota Sr_xBa_{1-x}Nb₂O₆, con $x = 0.75$, ver por ejemplo Ref. 12.

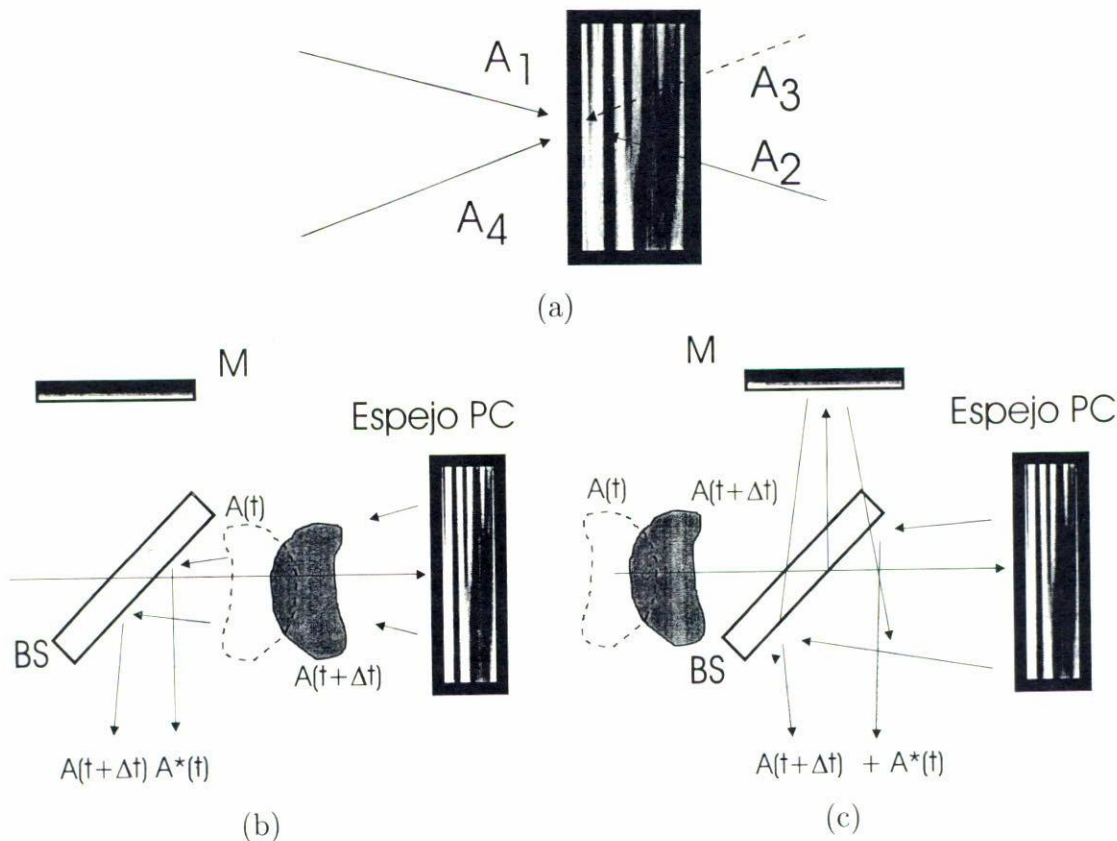


FIGURA 1. (a). Disposiciones de las ondas de bombeo (A_1 y A_2), la señal A_4 , y la conjugada A_3 . (b) y (c) Posibilidades de detección interferométrica de la onda conjugada retrasada en el tiempo Δt . Se muestra un objeto en dos estados diferentes en tiempos t (trazo segmentado) y $t + \Delta t$ (trazo continuo). El conjugador (Espejo PC) genera $A_3 = A_4^* = A^*$. BS: divisor de haz, M: espejo para producir referencia. (b) Caso de modulación. $A_4(t + \Delta t)A_4^*(t) = A(t + \Delta t)A^*(t)$ (referencia plana). (c) Caso de superposición $A_4(t + \Delta t) + A_4^*(t) = A(t + \Delta t) + A^*(t)$ (autorreferencia).

2.2.1. Objeto sin variaciones temporales

Con $A_0(\vec{r}, t) = A_0(\vec{r}, t + \Delta t) = A_0(\vec{r})$ y $\phi(\vec{r}, t) = \phi(\vec{r}, t + \Delta t) = \phi(\vec{r})$, se obtienen los dos casos siguientes:

Caso 1. Como amplitud reflejada, se obtiene de la Ec. (1),

$$A^*(\vec{r}, t)A(\vec{r}, t + \Delta t) = A^*(\vec{r})A(\vec{r}) = |A_0(\vec{r})|^2, \tag{3}$$

que es la compensación de aberraciones [prop. (a)]. La irradiancia es $|A_0(\vec{r})|^4$.

Caso 2. La amplitud correspondiente es, según la Ec. (2),

$$A^*(\vec{r}, t) + A(\vec{r}, t + \Delta t) = 2A_0(\vec{r}) \text{Re} \{ \exp(i2\pi\phi(\vec{r})) \}. \tag{4}$$

La irradiancia es $2|A_0(\vec{r})|^2[1 + \cos(4\pi\phi(\vec{r}))]$, que es la duplicación de la fase [prop. (d)].

2.2.2. Objeto transparente con cambios temporales

Con $A_0(\vec{r}) \equiv 1$; $\phi(\vec{r}, t) = \phi(\vec{r})$ y $\phi(\vec{r}, t + \Delta t) = \phi(\vec{r}) + \Delta\phi(\vec{r})$, se obtiene lo siguiente:

Caso 1. Como amplitud reflejada, se obtiene de la Ec. (1)

$$\begin{aligned} A^*(\vec{r}, t)A(\vec{r}, t + \Delta t) &= \exp[i2\pi\phi(\vec{r})] \exp\{-i2\pi[\phi(\vec{r}) + \Delta\phi(\vec{r})]\} \\ &= \exp[-i2\pi\Delta\phi(\vec{r})]. \end{aligned} \quad (5)$$

Para observar interferométricamente las variaciones de fase $\Delta\phi(\vec{r})$ de esta amplitud se requiere hacerla interferir con una referencia adicional (onda plana unitaria, por ejemplo).

Caso 2. La amplitud correspondiente es, de acuerdo a la Ec. (2),

$$\begin{aligned} \exp[i2\pi\phi(\vec{r})] + \exp\{-i2\pi[\phi(\vec{r}) + \Delta\phi(\vec{r})]\} \\ = 2 \exp[-i2\pi\Delta\phi(\vec{r})/2] \cos\{2\pi[\phi(\vec{r}) + \Delta\phi(\vec{r})/2]\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Al introducir una referencia plana para visualizar la fase $\Delta\phi(\vec{r})$ en la Ec. (5), se obtiene un resultado similar a la Ec. (6), en cuanto a que las variaciones de fase $\Delta\phi(\vec{r})$ se manifiestan en un interferograma durante el tiempo τ_g en que la rejilla correspondiente se graba en el cristal. Al anularse la variación $\Delta\phi(\vec{r})$, las franjas en el patrón de interferencia desaparecen en el caso 1, mientras que en el caso 2 permanecen estables después de evolucionar durante un tiempo del orden de τ_g .

Traduciendo un objeto transparente a lo largo de un desplazamiento pequeño según un vector $\Delta\vec{r}$, el cambio de fase es proporcional a la *derivada direccional*, esto es,

$$\Delta\phi(\vec{r}) = \phi(\vec{r} + \Delta\vec{r}) - \phi(\vec{r}) \approx \nabla\phi \cdot \Delta\vec{r}, \quad (7)$$

mientras que si los cambios se presentan como exclusivamente temporales, el cambio de fase es proporcional a la *derivada respecto del tiempo*,

$$\Delta\phi(t) = \phi(t + \Delta t) - \phi(t) \approx (\partial\phi/\partial t)\Delta t. \quad (8)$$

2.2.3. Efectos transitorios del autobombeo

En autobombeo, la señal $A_4(\vec{r}, t) = A(\vec{r}, t)$ genera a la onda A_2 que "lee" la rejilla y a la referencia A_1 . Se cumple así que $A_2(\vec{r}, t) \propto A(\vec{r}, t) = A_0(\vec{r}, t) \exp[-i2\pi\phi(\vec{r}, t)]$ y $A_1 = A_2^* \propto \exp[i2\pi\phi(\vec{r}, t)]$. En estado estacionario, $A_3(\vec{r}, t) = A_1(\vec{r}, t)A_2(\vec{r}, t)A_4^*(\vec{r}, t)$. Cualquier cambio en la señal se transmite inmediatamente a A_2 ; pero no así a la rejilla porque requiere de cierto tiempo para borrarse. Entonces, al tiempo $t + \Delta t$, con la notación de la Sec. 2.2.2., si el objeto sufrió cambios (con $A_0(\vec{r}, t) = 1$),

$$\begin{aligned} A_3(\vec{r}, t + \Delta t) &= A_1(\vec{r}, t) A_2(\vec{r}, t + \Delta t) A_4^*(\vec{r}, t) \\ &= \exp[-i2\pi(-\phi(\vec{r}) + \Delta\phi(\vec{r}))]. \end{aligned} \quad (9)$$

Se tienen entonces las siguientes irradiancias: para el caso 1 de modulación con una referencia plana,

$$I(\vec{r}) \propto 1 + \cos [4\pi\Delta\phi(\vec{r})], \quad (10)$$

mientras que para el caso 2 de superposición

$$I(\vec{r}) \propto 1 + \cos [4\pi\phi(\vec{r})]. \quad (11)$$

En el modo de modulación (caso 1), el autobombeo [Ec. (10)] revela con mayor sensibilidad a los cambios de fase que en bombeo externo [de la Ec. (5)] por un factor de 2. Sin embargo, en la superposición (caso 2) los cambios se compensan y no se manifiestan en el patrón [Ec. (11)]. Algunos sistemas interferométricos con autobombeo para diagnóstico de plasmas se describen en la Ref. 4. Las respuestas transitorias de materiales fotorrefractivos se describen con mayor detalle mediante una función de transferencia dentro del régimen de cambios lineales de índice de refracción [14].

2.3. ARREGLOS ANULARES CON CRISTALES FOTORREFRACTIVOS

Si un cristal fotorrefractivo ferroeléctrico se orienta como se esquematiza en la Fig. 2a, un haz emergiendo de un láser en dirección contraria a las manecillas del reloj interfiere, y experimenta ganancia por acoplamiento, con un haz de bombeo. El haz viajando en dirección opuesta no exhibe ganancia porque forma un patrón de interferencia con el vector de onda perpendicular al eje C (resonador anular unidireccional [15]). Como un oscilador con láser intracavidad, un oscilador anular con sólo un cristal fotorrefractivo puede oscilar a partir de la luz esparcida dentro de él (*scattering*). Al principio puede haber un poco de luz esparcida a lo largo de la dirección del anillo, pero puede amplificarse si el acoplamiento en mezcla de dos ondas proporciona una ganancia suficientemente alta como para compensar las pérdidas por absorción. En el caso de una mezcla casi degenerada, las frecuencias de las ondas A_1 y A_4 son diferentes, ω_1 y ω_4 , por lo que originan un patrón de interferencia móvil, que, junto con la fase determinada por el mecanismo de transporte de carga, contribuye a una fase Φ entre el patrón de interferencia y la rejilla (respuesta no local). De acuerdo a la teoría de acoplamiento [16], cuando esta fase Φ compensa el desajuste de sintonía en la cavidad $\Delta\Gamma$, se sostiene una oscilación con una frecuencia angular $\omega_1 = \omega_4 + \delta_u$, siendo δ_u una función de $\Delta\Gamma$, de las pérdidas de cavidad y del tiempo de respuesta del cristal.

En la Fig. 2b se muestra un arreglo basado en dos resonadores anulares con dos ondas de frecuencias ω y ω' (frecuencias de bombeo) viajando en sentidos opuestos compartiendo la misma cavidad resonante. Al aparecer oscilaciones de cavidad, sus frecuencias de oscilación son $\omega + \delta$ y $\omega' + \delta'$ respectivamente ($\delta_u = \delta$, $\delta'_u = \delta'$). Dentro de cada cristal se forma un holograma de volumen entre sus correspondientes ondas de bombeo y oscilación unidireccional. Cuando la oscilación unidireccional de un cristal atraviesa al otro, se difracta y reconstruye el frente de onda correspondiente con frecuencias $\omega + \delta + \delta'$ y $\omega' + \delta + \delta'$. No se requiere que las frecuencias ω y ω' sean iguales. La conjugada de la onda incidente en un cristal posee la frecuencia de la onda incidente en el otro cristal (Fig. 2b, [17]).

Un resonador anular con dos ondas en propagaciones opuestas, da lugar al *resonador anular bidireccional* fotorrefractivo (caso degenerado $\delta_u = \delta'_u = 0$) [18], el cual hace posible una plausible descripción del mecanismo responsable del *conjugador por bombeo*

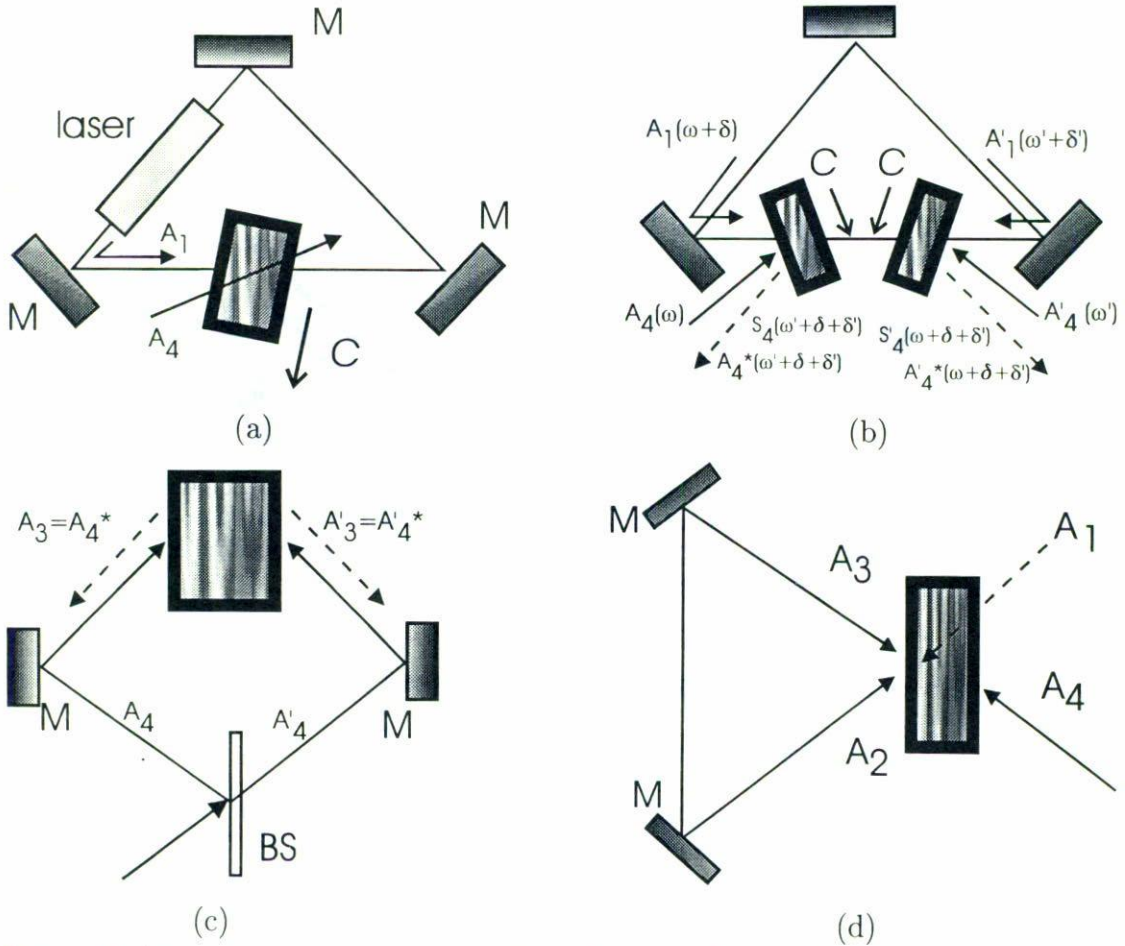


FIGURA 2. Arreglos anulares: (a) mezcla de dos ondas (A_4, A_1) dando lugar a un resonador anular unidireccional, C: eje polar del cristal, M: espejos. (b) doble resonador anular unidireccional. (A_4, A_1) y (A'_4, A'_1) forman rejillas móviles en cada cristal debido a los corrimientos frecuenciales δ, δ' . A_1 y A'_1 generan a S_4 y S'_4 respectivamente, conjugadas de A_4 y A'_4 , con frecuencias ω' y ω . (c) Conjugador mutuamente bombeado: A'_3 es la conjugada de A'_4 . Se comporta como todo el bloque anterior, pero con $\omega' = \omega$. M: espejos. (d) Conjugador anular pasivo. A_4 , incidente en un cristal polar fotorrefractivo, genera a A_2 al salir del cristal y retornarse mediante espejos (M). A_1 surge por *fanning*, y se forma una mezcla de cuatro ondas, generándose así A_3 .

mutuo (Fig. 2c): las dos rejillas y los ciclos anulares en contra-propagación del resonador bidireccional pueden surgir dentro de un mismo cristal [17]. Así mismo, puede formarse el *conjugador anular pasivo* (Fig. 2d), en el cual la onda A_2 aparece por reflexión de los espejos externos y generada por A_4 , mientras que la segunda onda de bombeo (A_1), junto con A_3 surgen a partir de la ganancia en mezcla de dos ondas (entre los pares A_4 con A_1 y A_2 con A_3), reconstruyendo la conjugada de A_4 si el acoplamiento es adecuadamente alto entre otras condiciones [19,20]. El autobombeo admite una interpretación en términos de arreglos anulares (ver la nota 2, Sec. 2.1).

decaimiento consiste en grabar una i -ésima rejilla con un tiempo de exposición Δt_i , de modo que $\Delta t_i < \Delta t_j$ si $j < i$, con $i, j = 1, \dots, N$ siendo N el número de exposiciones o rejillas grabadas. Existen sin embargo pequeños errores en las características del material que dan lugar a grandes cambios en la eficiencia difractiva (η) de cada rejilla. También aparece *fanning* y puede haber acoplamiento entre los haces de registro. Si, a diferencia del método anterior, se realizan las grabaciones de modo que $\Delta t_i = \Delta t_j = \Delta t \ll \tau_g$, entonces se trabaja en una región donde la sensibilidad de grabado es mayor que la sensibilidad de borrado. En un primer ciclo de N exposiciones, los primeros hologramas permanecen sin borrarse aunque sin alcanzar su saturación. En un segundo ciclo de otras N exposiciones, la modulación de cada uno de los hologramas resulta incrementada. Repitiendo el ciclo de N exposiciones varias veces pueden llevarse todos los hologramas hasta su saturación [28] (*multiplexing*).

Por otra parte, puede también optimizarse la visibilidad de las franjas encontrando los tiempos de exposición t_i y t_{i+1} que proporcionan dos rejillas de igual amplitud de modulación. Refiriéndonos a una doble exposición ($i = 1$), y suponiendo que el tiempo de grabación y decaimiento exponenciales son iguales a τ_g , entonces

$$t_2 = \tau_g \ln [2 - \exp(-t_1/\tau_g)]. \quad (12)$$

Esto puede generalizarse a la observación interferencial de un proceso mediante pares de exposiciones secuenciales con $t_1 + t_2 = t_B = \text{constante}$ [29]. Los controles de tiempo de exposición y de borrado requieren del uso de obturadores electrónicos apropiadamente controlados.

El haber incrementado los tiempos de respuesta de algunos cristales mediante el manejo del “dopamiento” y adecuado control de otros parámetros (por ejemplo, cociente de irradiancias de haces) ha permitido aumentar el tiempo de duración de una primera exposición que puede utilizarse como un holograma de referencia en interferometría holográfica de tiempo real (se reportan rejillas que duran eficientemente del orden de 10 minutos y apropiadas para referencia con Fe:LiNbO₃) [30].

3.3. HOLOGRAMAS DE PROMEDIO TEMPORAL

Si en la Fig. 3 se retira al objeto fase y el espejo M2 se sustituye por una superficie vibrante reflectora (o de reflexión difusa) los nodos de su vibración contribuirán a la grabación de rejillas de buen contraste en el cristal, mientras que las partes móviles contribuirán con rejillas de contraste menor en la medida de su velocidad y del tiempo de respuesta τ_g ajustado en el cristal, pudiéndose así visualizar una imagen de la superficie vibrante (sin lente), después de BS2, con los nodos realzados [31]. El realce nodal puede observarse también, por una razón similar a la anterior, con mezcla de dos ondas [12].

3.4. AUTORREFERENCIA Y COMPENSACIÓN DE ABERRACIONES

En un interferómetro del tipo Twyman-Green (Fig. 5) se substituye uno de los espejos por una lente positiva y un cristal BaTiO₃ en régimen de autobombeo, proporcionando así un sistema de autorreferencia. El conjugador refleja una onda que compensa las aberraciones de la lente, siendo esférica la onda incidente en el sistema [5, 6]. El esquema

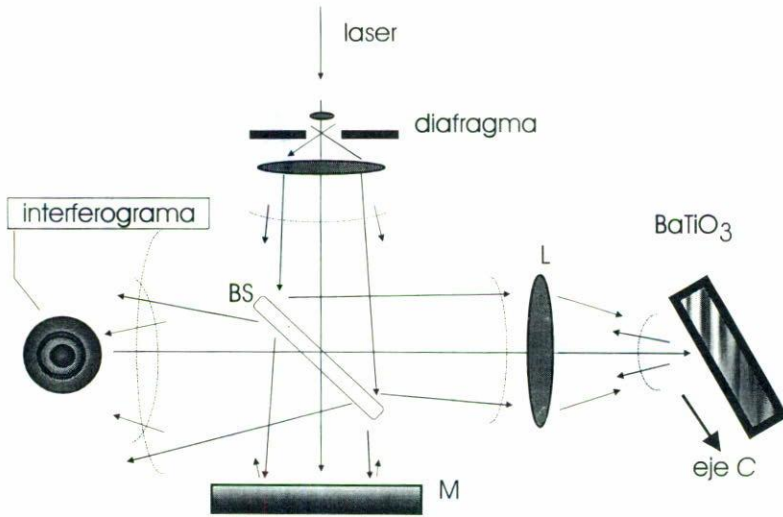


FIGURA 5. Interferómetro tipo Twyman-Green con BaTiO₃ en autobombeo sustituyendo un espejo convencional. BS: divisor de haz. M: espejo introduciendo la misma onda incidente como referencia (autorreferencia). Se muestra la superposición de dos frentes de onda con curvaturas de signos opuestos (izquierda).

muestra la inversión de curvatura en la onda conjugada, lo cual se traduce en incremento de las diferencias de fase del frente de onda respecto a un plano de referencia [Ec. (4), superposición]. Un interferómetro semejante puede realizarse también con una mezcla de cuatro ondas usando bombeo externo.

En la configuración de bombeo externo, una de las ondas de bombeo puede generarse mediante autobombeo empleando un cristal de BaTiO₃, como se describe en la Ref. 19. Ahí mismo se reporta la realización de compensaciones a disturbios introducidos por elementos aberrantes tanto en dos sentidos (pasando dos veces por el elemento aberrante, Sec. 2.2: modulación) como en un sentido (pasando sólo una vez por el elemento aberrante), de acuerdo a como se coloque el objeto, ya sea en el haz que atraviesa el elemento aberrante, o en un haz de bombeo.

La Fig. 6 muestra un sistema para comparar un objeto y un plano de referencia, sin tener que estar éstos en contacto. La lente mostrada reúne sobre un cristal BSO a las imágenes del objeto y del plano de referencia. La onda conjugada retorna y se dirige a un detector con las aberraciones de la lente compensadas [Ec. (3) con $A(\vec{r}, t) \equiv 1$, modulación]. Sobre el plano de detección se procesa el patrón de interferencia resultante [32]. Las ondas de bombeo no se muestran para simplificar la figura.

3.5. INTERFEROMETRÍA CON DOS LONGITUDES DE ONDA

Para efectuar interferométricamente pruebas en componentes ópticas cuyas distribuciones cambian mucho respecto a una longitud de onda en el rango visible (por ejemplo, como las lentes oftálmicas) se ha propuesto la síntesis de una longitud de onda de prueba equivalente, λ_{eq} , a partir de dos diferentes λ_1, λ_2 (interferometría de dos longitudes de onda) [33]. La adaptación de la técnica con un cristal BSO consiste en grabar en

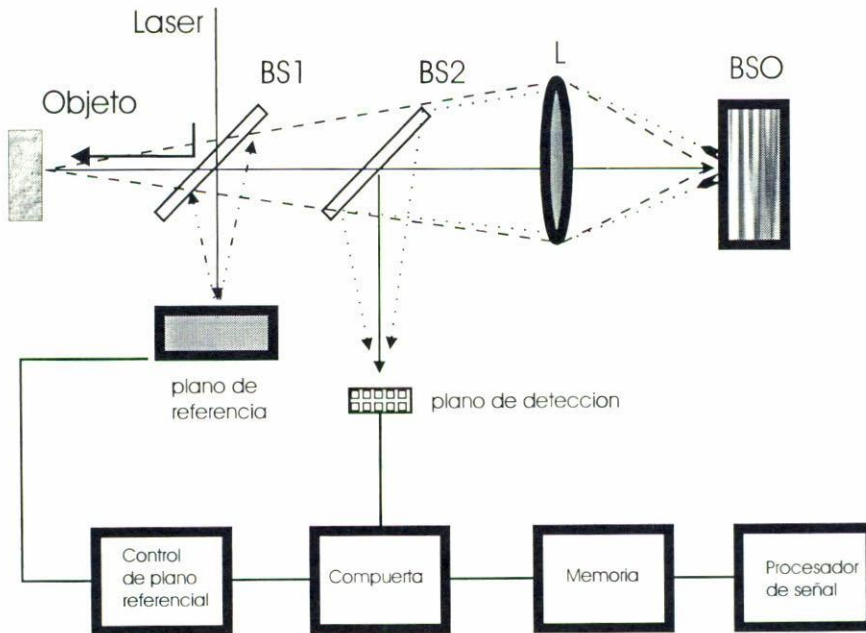


FIGURA 6. Comparación interferométrica de un objeto con un plano de referencia, sin contacto. Es un sistema que compensa aberraciones (de la lente proyectora L) realizado con BSO (difusión). BS2: divisor para la detección de las onda conjugadas del objeto y del plano.

él un holograma con λ_1 y reproducirlo con λ_2 . Para alcanzar el propósito descrito, se incorpora un prisma para ajustar el ángulo de incidencia correspondiente a cada longitud de onda, dado que deben satisfacer la condición de Bragg [34]. Las dos longitudes de onda empleadas reportadas son 488 y 514.5 nm (Fig. 7), que proporcionan una $\lambda_{\text{eq}} \sim 9.5 \mu\text{m}$.

Otra aplicación de interferometría con dos longitudes de onda es la *topografía* de objetos reflectores difusos. En la Fig. 8 se muestra un objeto O iluminado simultáneamente con $A(\lambda_1, \lambda_2)$, formando su imagen mediante los lentes L1 y L2 sobre un cristal BGO en régimen de arrastre. Se forman así dos rejillas dentro del cristal mediante las referencias $A_1(\lambda_1)$ y $A'_1(\lambda_2)$ reconstruyendo con $A_2(\lambda_1)$. Esto origina dos reconstrucciones de la onda objeto con amplificaciones longitudinales diferentes, $A_3(\lambda_1)$ y $A'_3(\lambda_1)$, las cuales interfieren. La imagen del objeto observada detrás del divisor BS presenta franjas de igual relieve indicando el perfil de la superficie, con la diferencia de profundidad Δh del orden de $\lambda_{\text{eq}}/2$. Se reporta el uso de un láser de kriptón [35].

3.6. ARREGLOS CON DOS CRISTALES

En la Fig. 9 se muestra un interferómetro similar a un Mach-Zehnder con dos conjugadores (iguales) en régimen de bombeo externo por retroreflexión. Se caracteriza porque un sólo haz produce las ondas de bombeo de ambos conjugadores. El patrón de interferencia en el detector bajo condiciones ideales resulta ser un campo oscuro debido al cambio de fase ocurrido en la reflexión interna extra de uno de los haces en el divisor de salida. Este

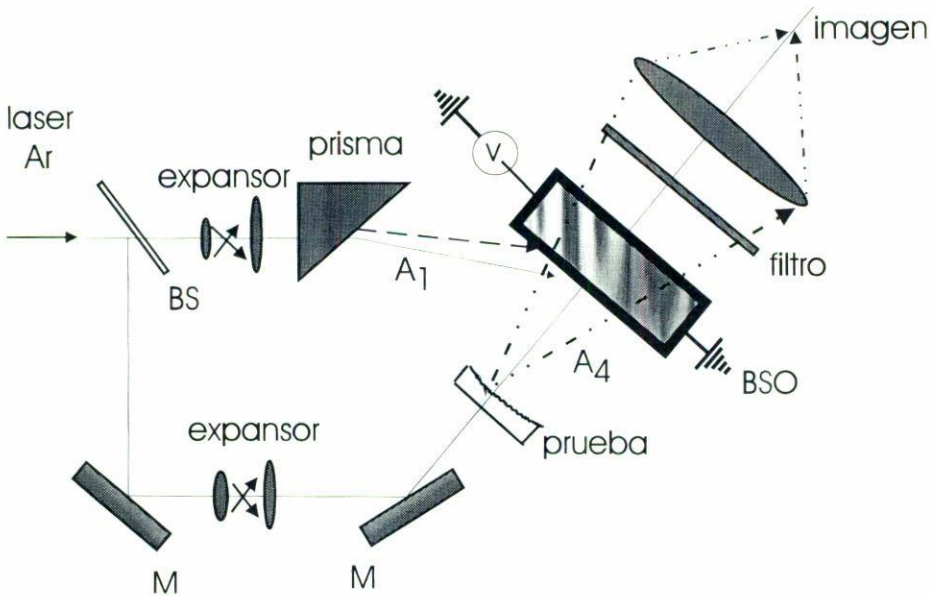


FIGURA 7. Sistema de prueba de lentes oftálmicas con mezclas de dos ondas y longitud de onda sintetizada λ_{eq} realizado con un BSO ($E_0 \neq 0$, arrastre). La línea continua y la de trazos indican trayectorias de las longitudes λ_1 y λ_2 , quienes sintetizan λ_{eq} de acuerdo a la relación $\lambda_{eq}^{-1} = \lambda_1^{-1} - \lambda_2^{-1}$. El prisma se utiliza para ajustar el ángulo de incidencia de A_1 de modo que satisfaga la relación de Bragg. El sistema a la salida forma la imagen de la lente de prueba.

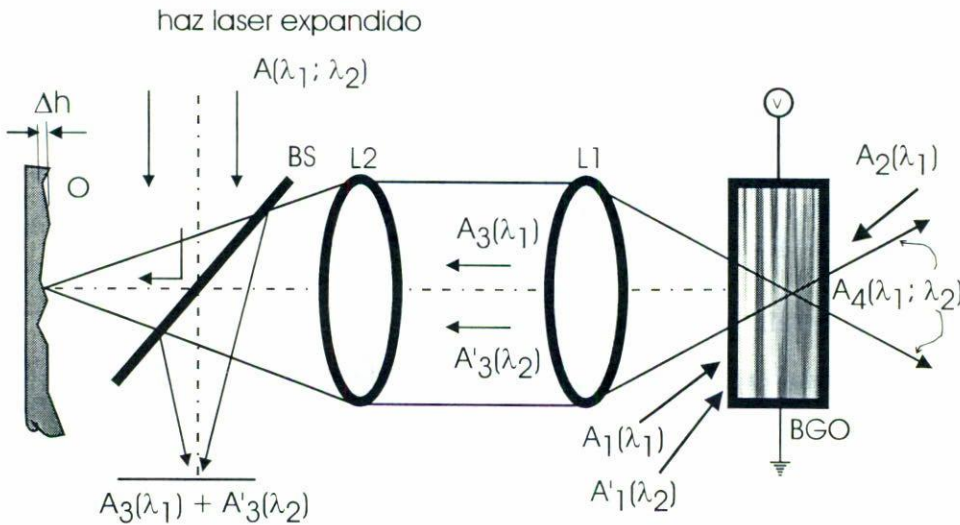


FIGURA 8. Sistema topográfico con dos longitudes de onda en mezcla de dos ondas (λ_2) con lectura a λ_1 , y mezcla de cuatro ondas (λ_1) con BGO (arrastre). BS recoge las reconstrucciones A_3 y A'_3 , que generan un patrón de interferencia con λ_{eq} . O: objeto, Δh : alturas.

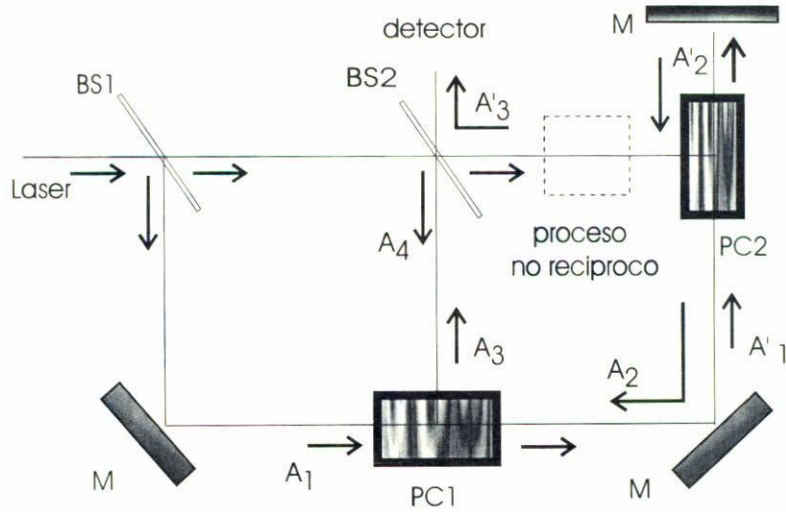


FIGURA 9. Interferómetro para detección de efectos no recíprocos con dos conjugadores iguales (PC1, PC2). A_1 forma A'_1 para PC2 tras cruzar a PC1. Luego, se retrorefleja para formar A'_2 , que, al atravesar a PC2, forma A_2 para PC1. Se observa la interferencia de las conjugadas así generadas A_3 con A'_3 mediante BS2. El proceso no recíproco se coloca en uno de los brazos. M: espejos.

patrón se modificar al manifestarse algún efecto no recíproco⁵ en alguno de los brazos por donde se propaguen las ondas conjugadas [4].

En otro concepto, se ha propuesto un interferómetro Michelson con dos conjugadores *diferentes* en lugar de los dos espejos convencionales para la detección de movimiento [36]. Al ser diferentes dichos cristales, como conjugadores poseen tiempos de borrado τ_{1E} y τ_{2E} respectivamente, con $\tau_{1E} \neq \tau_{2E}$ en general. En estado estacionario se obtiene un campo determinado, pero se altera cuando un nuevo objeto se introduce a la entrada del sistema, con un retraso del mínimo de los tiempos τ_{1E} y τ_{2E} . Dicho cambio permanece por un tiempo del máximo de los tiempos τ_{1E} y τ_{2E} . El sistema proporciona un amplio rango de detección de velocidades, habiéndose reportado el uso de Fe:LiNbO₃ y Ce:SBN en bombeo externo para realizar cada conjugador con 633 nm.

3.7. INTERFEROMETRÍA CON FIBRAS ÓPTICAS

Uno de los efectos no recíprocos de gran interés es el efecto giroscópico (efecto Sagnac). Se han propuesto muchos sistemas interferométricos para medir dicho efecto con fibras ópticas, por lo cual se ha investigado la combinación de cristales fotorrefractivos con fibras ópticas convencionales. Surgen, sin embargo, otras novedosas aplicaciones en la interferometría a partir de dicha combinación, además de mediciones giroscópicas. Las secciones siguientes describen algunas de ellas.

⁵Un efecto no recíproco modifica la fase ϕ de una onda de acuerdo al sentido a lo largo del cual se propaga. Siendo ϕ_1 en un sentido y ϕ_2 en el opuesto, la diferencia de fase en modulación tras la conjugación de ϕ_1 resulta ser $\phi_2 - \phi_1 \neq 0$, violándose así la Ec. (3) de la Sec. 2.2.1 (válida cuando $\phi_1 = \phi_2 = \phi$).

3.7.1. Giroscopía

En los giroscopios pasivos de fibras ópticas, la rotación origina una diferencia de fase no recíproca $\Delta\Psi^\Omega$ entre los haces propagándose en direcciones opuestas en un interferómetro cíclico de Sagnac (girando con velocidad angular constante Ω), y se puede conseguir un corrimiento significativo con fibras largas enrolladas según un radio de curvatura R formando una longitud total L . Como aún en este caso la diferencia $\Delta\Psi^\Omega$ es pequeña, todos los efectos no recíprocos adicionales deben identificarse, lo cual determina, entre otras cosas, el uso de fibras monomodales con una polarización, garantizando así reciprocidad completa en reposo. Además, es esencial operar en el régimen de detección (homodino) de mayor sensibilidad (puntos de inflexión del patrón de interferencia, régimen usualmente llamado de *cuadratura*) para detectar las pequeñas variaciones $\Delta\Psi^\Omega$ [37, 38].

Varios sistemas giroscópicos interferométricos se proponen en la Ref. 39. Las propiedades de inversión temporal de la conjugación eliminan muchos problemas de reciprocidad en los giroscopios de fibras y permite el uso de fibras multimodales. Como ejemplo, en la Fig. 10a se muestra un conjugador anular pasivo (Sec. 2.3) realizado con una fibra enrollada, como uno de los brazos de un interferómetro tipo Michelson. Al existir un giro de velocidad angular Ω , surge un corrimiento frecuencial δ_p (entre los pares A_2A_4 y A_1A_3) directamente proporcional a Ω e inversamente a τ_g [40]. Valores de $\delta_p \approx 10$ rads/s requieren de $\tau_g \approx 10^{-6}$ s, tiempos particularmente accesibles en semiconductores fotorrefractivos.⁶ Además del efecto de corrimiento frecuencial, la rejilla inducida se auto-ajusta de tal forma que asegura conjugación de fase de los haces en contra-propagación, permitiendo el empleo de fibras multimodales [40].

En referencia a la Fig. 10b, los haces de bombeo externo se derivan del reflejo en el divisor BS2 mediante la lente L1, el divisor BS3 y los espejos M1, M2 y M3. El haz transmitido por BS2 se divide en los dos brazos de un interferómetro tipo Michelson con BS5. Uno de los brazos contiene una fibra monomodal (capaz de mantener la polarización) enrollada formando un radio de curvatura $R \approx 10$ cm ($L \approx 7$ m). M4 permite la detección con punto de operación en cuadratura al montarse sobre un apilamiento piezoeléctrico. D3 y D4 detectan patrones complementarios. D1 y D2 miden las potencias radiantes de las ondas que se recombinan. Al propagarse un haz por la fibra enrollada en dirección contraria a la velocidad angular Ω , adquiere una diferencia de fase ϕ_2 . Al retornar el haz en la dirección opuesta, la diferencia de fase es ϕ_1 , siendo cada fase $\phi_{1,2} = 2\pi Lc/\lambda v \mp 2\pi RL\Omega/\lambda v$ [41]. Con el interferómetro puede medirse la diferencia de fase no recíproca nada más,

$$\Delta\Psi^\Omega = 4\pi RL\Omega/\lambda v, \quad (13)$$

con v la velocidad de propagación de la luz en la fibra y c , en el vacío. Nótese que si el conjugador fuese un espejo convencional, el corrimiento de fase total sería $4\pi Lc/\lambda v$.

Un interferómetro tipo Sagnac con un conjugador mutuamente bombeado (Sec. 2.3, Fig. 2c) se propone en la Ref. 42 realizado con BaTiO₃. En él, pueden emplearse fibras multimodales en lugar de los espejos que dirigen a A_4 y A'_4 al cristal (véase Fig. 2c).

⁶Por ejemplo, InP:Fe, GaAs:Cr, CdTe:In [12].

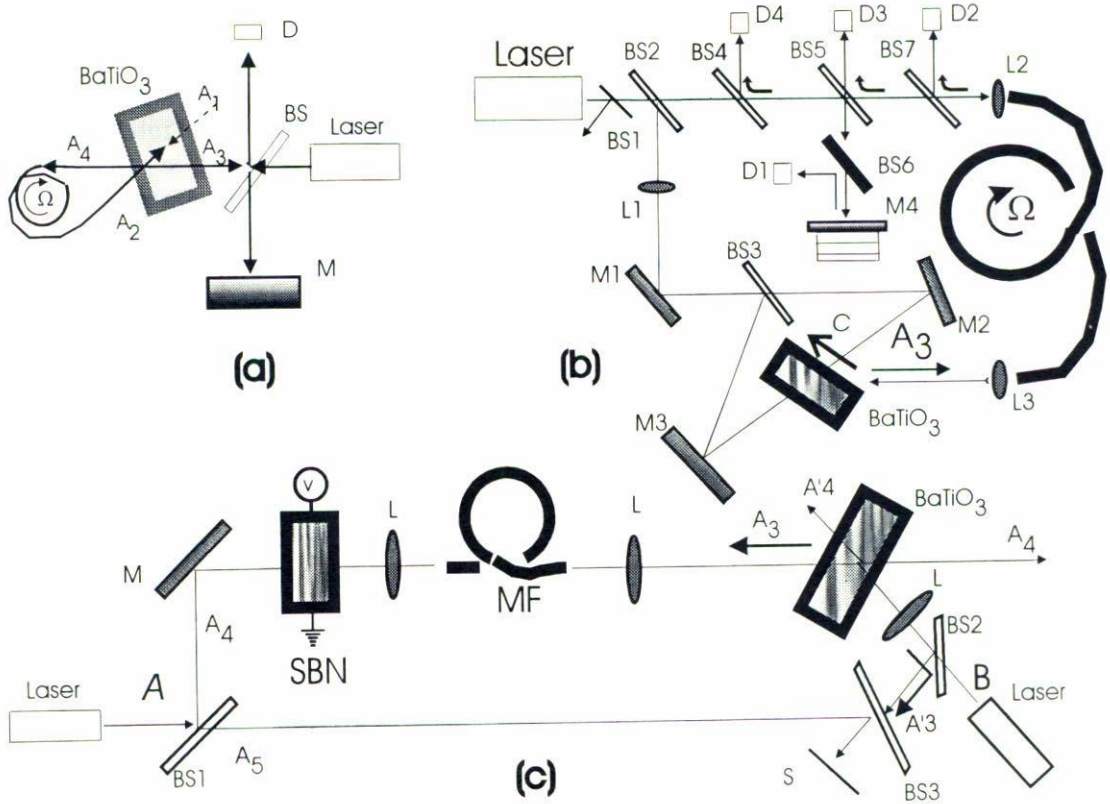


FIGURA 10. Interferómetros con fibras ópticas y cristales fotorrefractivos. *C*: eje polar. BS: divisores de haz. M: espejos. (a) Giróscopo con conjugador anular pasivo. El bucle realizado con espejos en la Fig. 2d, se realiza aquí con una fibra girando con velocidad angular Ω . A_1 : línea a trazos. D: detector. (b) Giróscopo tipo Michelson. Los divisores BS2-BS4-BS5, y el espejo M4 adherido al piezoelectrico, forman la referencia (monitoreada por D1 con BS6). BS1-BS2-BS4-BS5-BS7 y los lentes L2 L3, junto con la fibra, dirigen la señal (experimentando giro a velocidad angular Ω) al BaTiO₃. Sus ondas de bombeo se forman a partir de BS2 y BS3, la lente L3, y los espejos M1, M2, M3. D2: monitorea la conjugada (retornando con un giro opuesto), D3, D4: detectores de patrones de interferencia (conjugada con referencia) complementarios. (c) Interferómetro tipo Mach-Zehnder multimodal con doble resonador anular (Fig. 2b). El láser en A genera la onda A_4 , que, dirigida por el espejo M, cruza un medio con perturbaciones (SBN en A genera la onda A_4 , que, dirigida por el espejo M, cruza un medio con perturbaciones (SBN con campo eléctrico) y es enfocado (L: lentes auxiliares) dentro de una fibra multimodal MF, para expandirse (L) rumbo al BaTiO₃. Otro láser en B genera la onda A'_4 que incide en el cristal. Se producen las conjugadas A_3 y A'_3 en el doble resonador anular unidireccional. Sobre el plano de detección S, A'_3 y A_5 (ésta pasa por los divisores BS1-BS3) poseen la misma frecuencia del láser A e interfieren sin distorsiones debidas a MF o al SBN.

3.7.2. Interferómetro Mach-Zehnder con fibras multimodales

En la Fig. 10c se muestra un interferómetro tipo Mach-Zehnder con fibra multimodal (MF, 1000 μm diámetro, 50 cm largo). Un cristal de BaTiO₃ actúa como un conjugador mutuamente bombeado. Variando por etapas el voltaje de aplicado a un cristal SBN

se producen cambios uniformes de índice de refracción (como si fuesen ocasionadas por cambios de longitud) *vía* el efecto electro-óptico, modificando la fase entre A_4 y A_5 . Dos haces mutuamente incoherentes (A, B) proveen las ondas A_4 y A'_4 (véase Fig. 2c). El patrón de interferencia observado en S , indicando una relación de fase entre A_4 y A_5 , no porta evidencia de distorsiones producidas por MF, aunque el patrón sufra corrimientos ante cambios de voltaje en el SBN. Los cambios observados en las franjas no dependen del tiempo de respuesta del cristal de BaTiO_3 . El haz A_3 acarrea las distorsiones de la fibra. Lo anterior muestra la posibilidad de usar fibras multimodales y, más aún, el empleo de dos fuentes independientes: la fuente A puede ser un láser remoto, en tanto que la B , uno local [43].

3.8. INSPECCIÓN DE PROPIEDADES ESPECÍFICAS DE LA CONJUGACIÓN DE FASE

La medición de algunos parámetros propios de la conjugación de fase pone en relieve algunas características del proceso de mezcla de cuatro ondas (dependencia de las fases de las ondas de bombeo, tiempo de respuesta) y puede proporcionar información cuantitativa de las propiedades del material empleado (susceptibilidades dieléctricas alineales, corrimientos de frecuencia). Como ejemplo, en una de las siguientes secciones se presenta un arreglo para medir los tiempos de formación de rejillas fotorrefractivas. En las secciones restantes, se describen algunos métodos de medición de propiedades específicas. Los métodos incluidos tienen en común el empleo de técnicas interferométricas. Aunque algunos de los ejemplos se han reportado con materiales no fotorrefractivos, cabe la posibilidad de realizar las versiones fotorrefractivas con resultados similares.

3.8.1. Influencia de las fases de las ondas de bombeo externo

Para estudiar el efecto de las diferentes relaciones de fase entre las ondas de bombeo y señal, se ha reportado el arreglo de la Fig. 11a. Para comparación, en el lugar del conjugador se puede colocar un espejo plano convencional. Aunque originalmente el material no lineal reportado es vidrio de ácido bórico con impurezas de fluoriscéina [44], el mismo experimento podría realizarse con cristales fotorrefractivos. La fase entre los haces se hace variar mediante una compuerta de gas colocada en diferentes puntos del arreglo, marcados con A, B, C, D y E. La posición del patrón se mide relativa a cierto punto fijo (la onda de referencia no se muestra). Los corrimientos del patrón se grafican como función del cambio de fase inducido (en grados) y dependiendo de los diferentes lugares donde los cambios se realizan (Fig. 11b). Los puntos asociados con el conjugador se denotan con el símbolo*. Los cambios inducidos en B son compensados sólo en presencia del conjugador (B^* , caso de modulación). La fase de la onda conjugada es sensible linealmente a los cambios en la fase de la señal (A^* , pendiente de valor -1 por la conjugación) y en las ondas de bombeo (C^* , afectando sólo una onda de bombeo, generando una pendiente de valor 1. D^* , afectando ambas ondas de bombeo, originando una pendiente de valor 2). Esto último revela la dependencia de la reflectividad ρ_{PC} del conjugador⁷ con las fases de A_1 y A_2 .

⁷Por ejemplo, $\rho_{PC} = -[A_1 A_2 / A_1^* A_2^*]^{1/2} \sinh[\gamma l / 2] / \cosh[(\gamma l + \ln r) / 2]$ para el caso colineal sin absorción con γ la constante de acoplamiento, l la longitud de interacción y r el cociente de bombeo. Ver M. Cronin-Golomb (1984), *op. cit.*

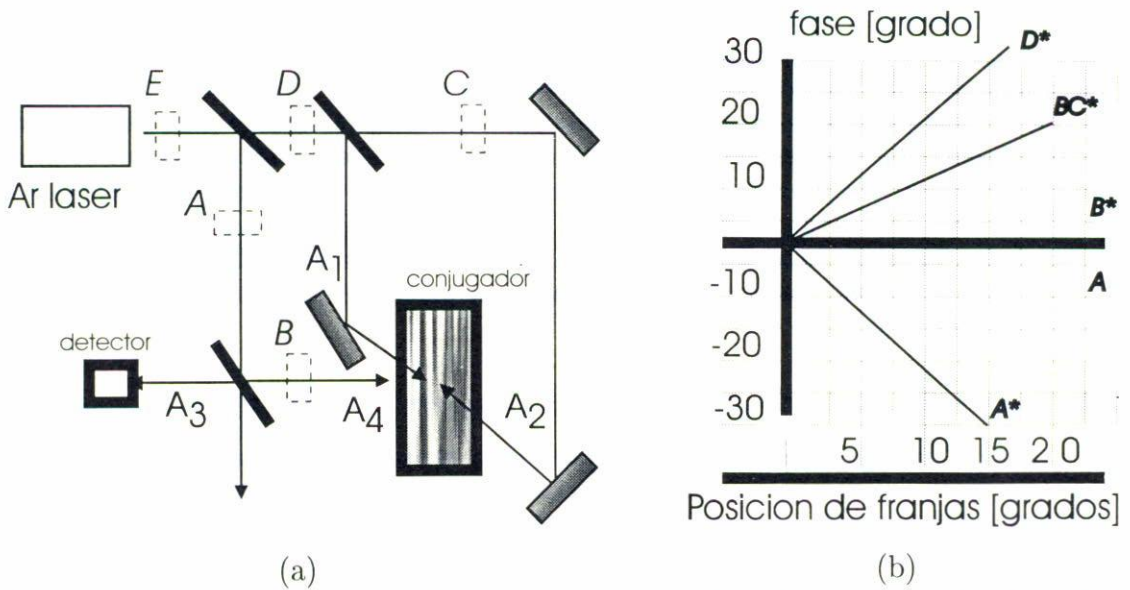


FIGURA 11. Inspección de la influencia en la onda conjugada de las fases de las ondas de bombeo. (a) Arreglo. A, B, C, D y E: posiciones de la perturbación de fase inducidas. El conjugador se encuentra en la confluencia de las ondas A_1 , A_2 y A_4 . (b) Resultados: con *, con el conjugador presente y, sin asterisco, con espejo convencional sustituyendo al conjugador previo (A y B* corresponden a rectas de pendiente cero).

3.8.2. Propiedades en régimen pulsado

Se ha registrado la grabación de hologramas y la generación de ondas conjugadas incluso dentro del rango de picosegundos empleando BSO [45], o BaTiO_3 [46]. Un arreglo para el BSO es el esquematizado en la Fig. 12, donde la radiación proveniente de un láser Nd-YAG ($1.06 \mu\text{m}$) es duplicada en frecuencia para generar el armónico de 532 nm . La energía máxima en el cristal fotorrefractivo es de 1 mJ en 25 ps , correspondiendo a una irradiancia de 500 MW/cm^2 [45]. En contraste, bajo régimen continuo con irradiancias de 1 mW/cm , los tiempos de respuesta se hallan en el rango de ms.

También dentro del mismo régimen pulsado, se ha estudiado la influencia de los efectos piezoeléctrico y fotoelástico en la grabación holográfica de GaAs (resultando ser una influencia substancial) y de BSO (no apreciable) [47].

3.8.3. Corrimientos de fase y aplicaciones en conjugación

Con el propósito de estudiar experimentalmente los corrimientos de fase de la onda conjugada en cristales fotorrefractivos, se ha observado ésta tras ser producida por una muestra en régimen de bombeo externo (Fig. 13). Se utiliza el régimen externo porque tal corrimiento de fase puede determinarse mediante la modulación (sinusoidal con frecuencia ν y de pequeña amplitud α) de la frecuencia de la señal (A_1), que, al interferir con la onda de bombeo (A_1), produce una rejilla oscilante en el conjugador externamente bombeado. Un segundo cristal en autobombeo facilita la segunda onda de bombeo (A_2) para el

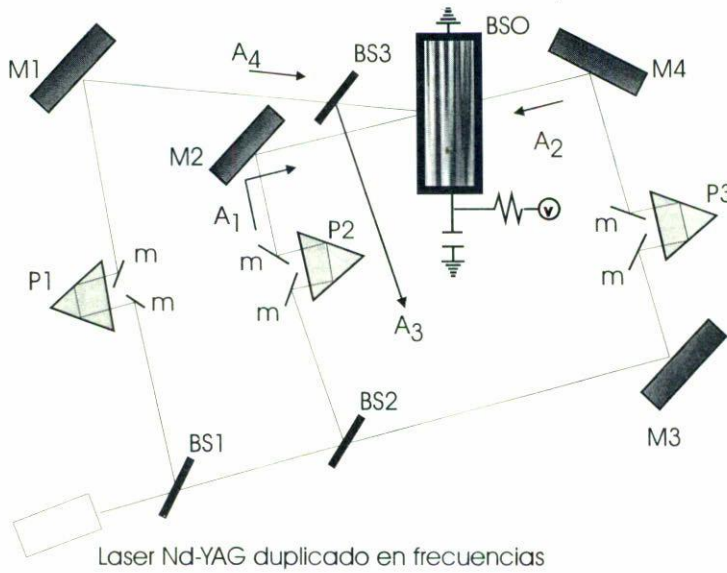


FIGURA 12. Mezcla de 4 ondas en régimen pulsado con BSO operando por arrastre. Los prismas P1, P2, P3 se utilizan para ajustar los retardos de los pulsos. M1, M2, M3, M4, m: espejos. BS: divisores de haz. El arreglo permite observaciones de ondas conjugadas en el rango de picosegundos.

primer cristal [48], garantizando una buena calidad en la conjugación de A_1 . La onda de bombeo A_2 así realizada, interfiere con la conjugada por bombeo externo (A_3) sobre el detector. Los posibles valores de la frecuencia de modulación ν se eligen no demasiado bajos como para compensarse por la conjugación. Los mismos tampoco pueden ser muy altos, para dar tiempo suficiente a la rejilla de grabarse en el material. La onda conjugada porta una modulación que tiende a compensar aquella recibida en su paso por el espejo modulador rumbo al detector; con lo cual la amplitud de modulación se ve reducida, sin anularse. Al superponerse con la onda de bombeo A_2 en el plano de detección, el patrón de interferencia resultante se modula temporalmente con la frecuencia ν . La medición de la fase de la onda conjugada se basa en el cociente de potencias detectadas a frecuencias ν y 2ν . El arreglo permite separar las contribuciones debidas a las fases de las ondas de bombeo de las contribuciones debidas tanto a Φ como a la interacción en el medio (corrimiento del conjugador) [48].

Otras técnicas alternativas para generar una segunda onda de bombeo $A_2 = A_1^*$ incluyen un conjugador Brillouin, o un holograma fotográfico de A_1 [49]. Algunos arreglos interferométricos para medir los corrimientos frecuenciales δ_u (Sec. 2.3) en los conjugadores mutuamente bombeados se describen en la Ref. 17.

3.9. MÉTODOS INTERFEROMÉTRICOS CON ELEMENTOS ACTIVOS

Las técnicas de modulación de frecuencia auxiliadas por una detección adecuada se han combinado con amplificadores *lock-in* empleados tanto en configuración de retroalimentación como para mediciones interferométricas heterodinas de fase. Aunque los sistemas

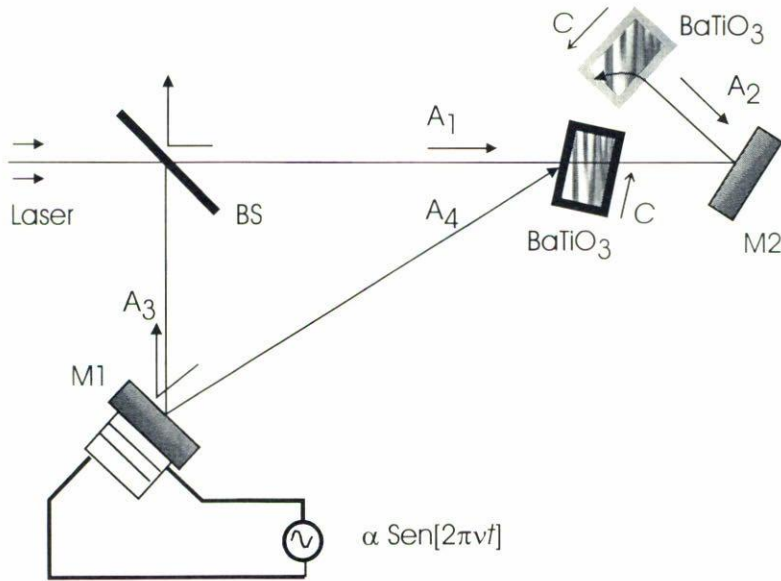


FIGURA 13. Medición interferométrica de corrimientos de fase de la onda conjugada en cristales externamente bombeados. C : ejes polares. Una de las ondas de bombeo del cristal externamente bombeado (A_2) es generada al conjugarse A_1 por autobombado en el segundo cristal (arriba, contorno gris). A_3 se produce por conjugación (bombeo externo) de A_4 . La señal A_4 es modulada por $\alpha \sin 2\pi\nu t$ a través del espejo montado sobre el apilamiento piezoeléctrico. BS: divisor. M: espejos.

en retroalimentación reportados indican importantes aplicaciones en holografía (estabilización de franjas de interferencia [50] o interferómetros holográficos auto adaptables [51], ambos por estabilización activa del punto de operación), se mencionarán sólo ejemplos relacionados con los métodos interferométricos de corrimiento de fase y heterodinos.

3.9.1. Corrimiento de fase

Con un interferómetro tipo Tywman Green (previamente desbalanceado por la longitud l) equipado con un conjugador autobombado de BaTiO_3 en lugar de uno de los espejos, se ha realizado interferometría con corrimiento de fase variando por pasos la corriente del láser diodo que ilumina el sistema. Así se puede introducir un corrimiento de fase de $2\pi n l \Delta\lambda / \lambda_0^2$, donde la longitud de onda del láser diodo cambia de λ_0 a $\lambda_0 + \Delta\lambda$ y n es el índice de refracción del medio [52]. En esta misma referencia se muestra la respuesta en régimen heterodino. Para mantener la modulación del patrón de interferencia casi constante debe trabajarse en un intervalo de longitudes de onda adecuado.

Para medir el cociente entre las correspondientes susceptibilidades $\chi_1^{(3)}$ y $\chi_2^{(3)}$ de dos muestras (por ejemplo, una celda con vapor de CS_2 comparada con un cristal de rubí o comparada con un filtro de vidrio OG530 conteniendo impurezas de semiconductor), se propuso un arreglo que consta de dos interferómetros en paralelo: uno de ellos se forma con dos espejos convencionales (RR1, RR2, trazo continuo en la Fig. 14) y el

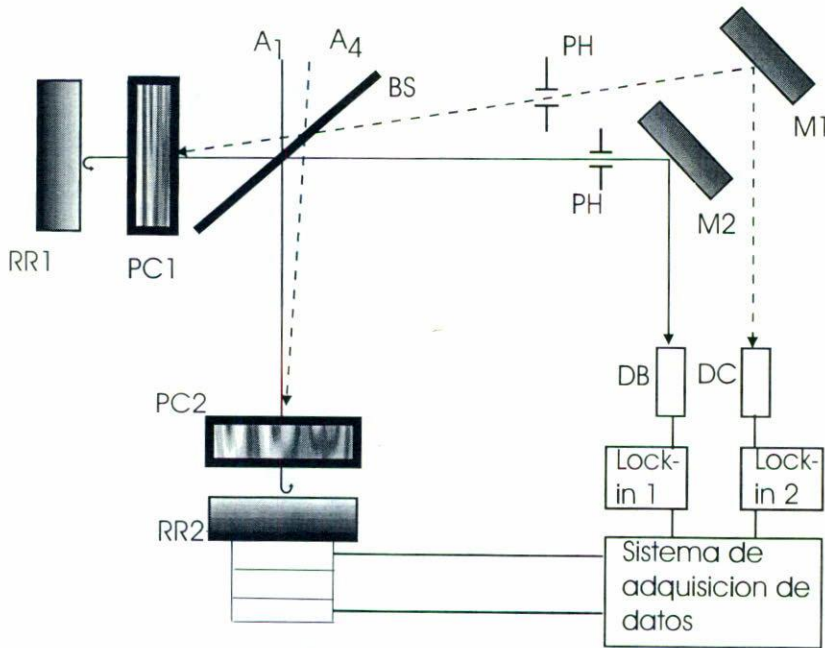


FIGURA 14. Interferómetros en paralelo con corrimiento de fase. Trazo continuo: interferómetro convencional. Trazo segmentado: interferómetro con conjugadores (PC1, PC2) con bombeo externo por retroreflejo de A_1 . DB, DC: detectores para cada interferómetro. RR1, RR2: espejos convencionales (el segundo sobre piezoeléctrico). PH: diafragmas.

segundo, con dos conjugadores (PC1, PC2, trazo segmentado), los cuales tienen bombeo externo con retroreflexión (con RR1 y RR2 respectivamente junto a cada conjugador). Uno de los espejos (RR2) se encuentra montado sobre un apilamiento piezoeléctrico accionado por un sistema de adquisición de datos. Así, RR2 controla corrimientos de fase en ambos interferómetros simultáneamente [53]. El sistema de control registra las fases entre los corrimientos inducidos tanto en el patrón de interferencia de las ondas de bombeo (detector DB y amplificador *lock-in* 1), como en el patrón de las ondas conjugadas (detector DC y amplificador *lock-in* 2). La diferencia de fase entre patrones corresponde a la diferencia de fase entre las dos ondas conjugadas, mientras que el cociente de susceptibilidades $\chi_1^{(3)}/\chi_2^{(3)}$ puede determinarse a partir de la modulación de las franjas correspondientes a las ondas conjugadas (definida como el cociente entre irradiancias máxima y mínima). Note que el corrimiento de fase en una de las ondas conjugadas se introduce por mediación de la onda de bombeo proveniente de RR2.

3.9.2. Interferometría heterodina

Se ha propuesto el empleo del corrimiento de fase $\delta\omega$, usado en la mezcla casi-degenerada de cuatro ondas, para modular un patrón de interferencia y emplear métodos heterodinios en un interferómetro tipo Michelson [54]. La condición de ajuste frecuencial impone a la onda conjugada a que porte también un corrimiento $\delta\omega$. Ajustando apropiadamente

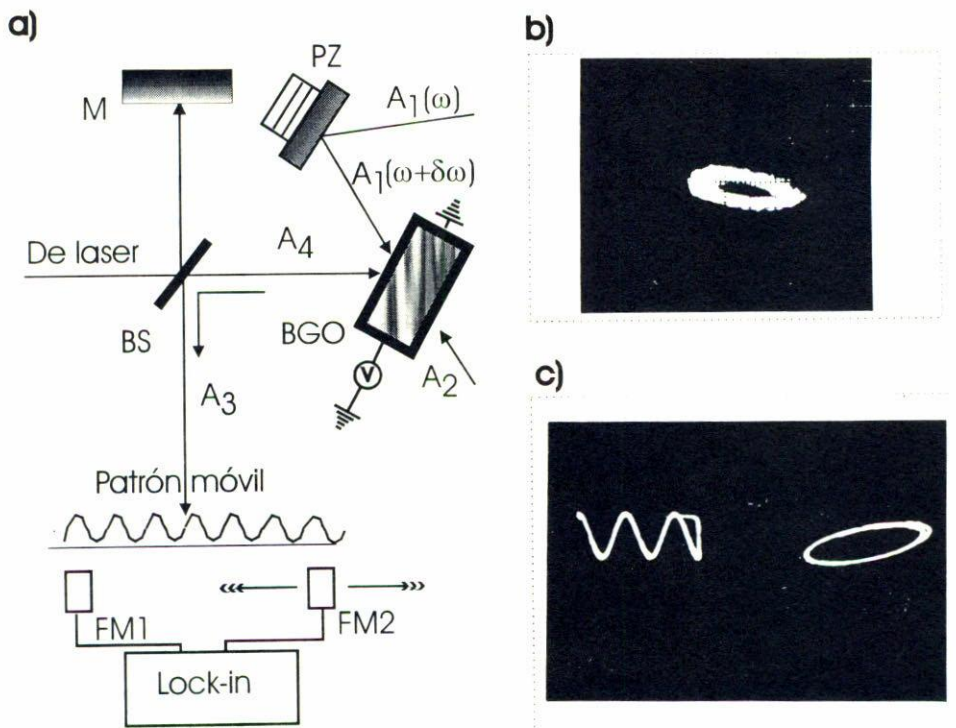


FIGURA 15. Interferometría heterodina con mezcla casi degenerada de cuatro ondas. (a) Arreglo experimental (BGO, arrastre y rejilla móvil realizada con espejo modulador PZ). Plano del interferograma con dos detectores (FM1-referencia, FM2-barriendo el plano), cuyas señales eléctricas se comparan en el *lock-in*, midiendo su diferencia de fase. (b) Bucle de Lissajous generado por dos puntos del patrón móvil resultante (sin filtraje). (c) Bucle (con filtraje, izquierda), y señal generada por uno de los puntos del interferograma (filtrada, derecha).

la modulación del espejo para optimizar un cristal BGO sobre el cual actúa un campo eléctrico constante, se obtiene un patrón de interferencia móvil siguiendo el esquema de la Fig. 15a. En la Fig. 15b se muestra el lazo de Lissajous entre las señales eléctricas generada por los dos fotomultiplicadores colocados sobre puntos del interferograma. En la Fig. 15c se muestra un lazo similar; pero filtrado. La señal de un sólo punto, también filtrada, se puede apreciar en la misma figura. El interferograma oscila con la frecuencia angular $\delta\omega$, que se puede emplear como la frecuencia heterodina de un amplificador *lock-in* mediante un detector fijo sobre un punto. La fase sobre otro punto cualquiera del patrón de interferencia puede medirse directamente usando otro detector. Si se utiliza el método de cruce por cero, se pueden alcanzar mediciones con incertidumbres dentro de las milésimas de longitud de onda.

3.9.3. Conversión de caminos ópticos a frecuencias temporales

Una aplicación de un oscilador anular unidireccional se muestra en la Fig. 16. Un porcentaje del haz amplificado por mezcla de dos ondas se refleja en la cara de entrada de

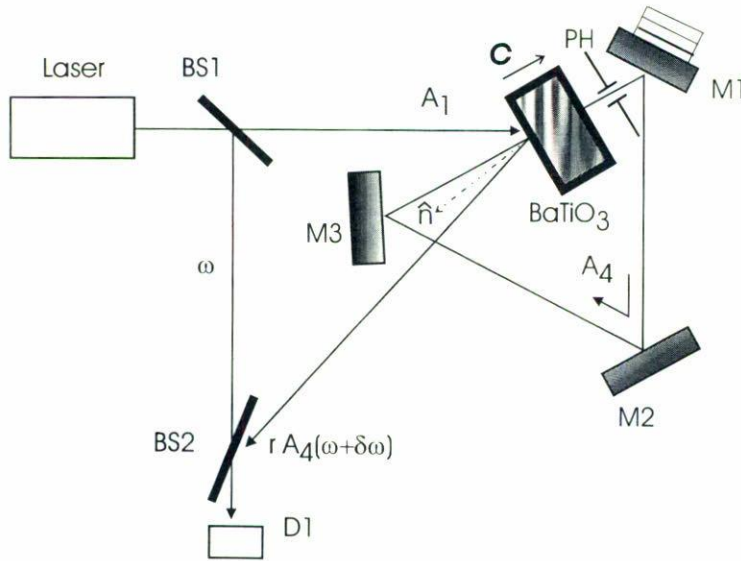


FIGURA 16. Conversión de diferencia de longitudes a frecuencias temporales con resonador anular unidireccional formado por M1, M2 y M3 y un BaTiO₃. El eje *C* tiene una orientación diferente a la mostrada en la Fig. 2a. Se hace interferir sobre el detector D1 a la onda reflejada en BS1 con una porción de *A*₄ reflejada en una cara del cristal (con corrimiento frecuencial). *r*: reflectividad de la superficie del cristal. *n*: normal a la cara del cristal. PH: agujero monomodal.

un cristal de BaTiO₃. En general, el haz sufrirá un corrimiento frecuencial δ_u (Sec. 1.3). Al dirigirse rumbo a BS2, se superpone con una porción del haz de bombeo reflejado por BS1, produciendo un patrón móvil sobre el detector D1. De la velocidad del patrón puede inferirse el valor de δ_u . Puede mostrarse [55] que el desplazamiento δ_u resulta directamente proporcional al desplazamiento ΔL ($-\lambda/2 \leq \Delta L \leq \lambda/2$) respecto a una longitud de cavidad L cuando $\delta_u = 0$. Montando el espejo M1 sobre un apilamiento piezoeléctrico, se obtiene la relación de δ_u en función del desplazamiento de M1, la cual resulta ser casi lineal. Así, se posibilita la conversión de desplazamientos en frecuencias. Como la precisión en la medición de la frecuencia puede ser más alta que la correspondiente a intensidades, un interferómetro con su salida detectada por un contador de frecuencias puede resultar beneficiado en su precisión [55].

3.10. INTERFEROMETRÍA ADAPTATIVA

El esquema de la Fig. 17 muestra un interferómetro adaptativo empleando un cristal fotorrefractivo. Uno de los brazos del interferómetro (parecido a uno tipo Mach-Zehnder) sufre una modulación de fase en el tiempo de tipo cosenoidal con amplitud A_δ rads y frecuencia Ω , produciendo un patrón de irradiancia dentro del cristal también cosenoidal con modulación temporal [12, 56]. Si $\Omega \gg 1/\tau_g$, el holograma grabado en el cristal sufre una reducción de su contraste (contraste efectivo promedio) e influye en las irradiancias

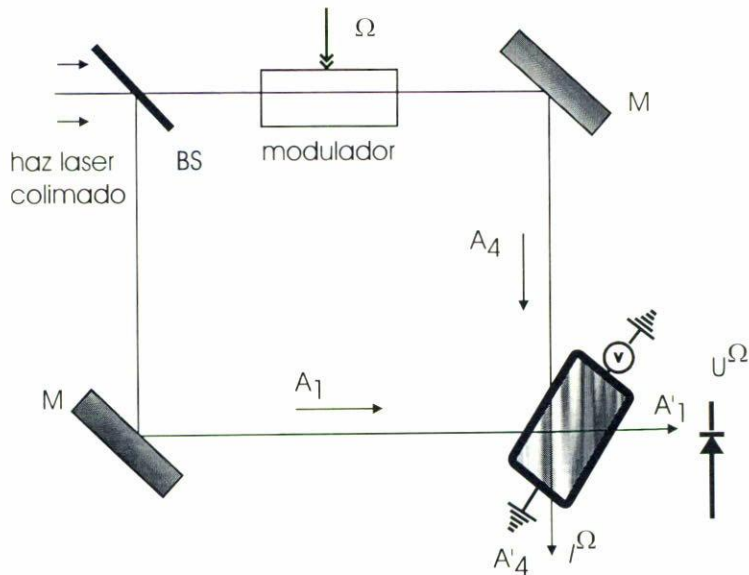


FIGURA 17. Interferometría adaptiva con silenita en arrastre en el lugar del divisor de salida de un Mach-Zehnder. Uno de los brazos se modula a la frecuencia Ω . Se detectan con fotodiodo las irradiancias U^Ω e I^Ω de las ondas de salida A'_1 y A'_4 , respectivamente. M: espejos.

de los haces A'_1 y A'_4 a la salida del cristal, pues la eficiencia difractiva η se modifica (mezcla de dos ondas).

Para pequeñas amplitudes de modulación puede mostrarse que las irradiancias de salida (U^Ω e I^Ω) varían primordialmente a la frecuencia Ω , convirtiendo así la modulación de fase en modulación de irradiancia. La conversión de fase a amplitud lineal óptica (proporcional a A_δ) requiere de una fase entre rejilla y patrón de $\Phi = 0$ ó $\Phi = \pm\pi$, lo cual puede alcanzarse por arrastre (circuito cerrado). Si la detección opera con $\Phi = \pm\pi/2$ (difusión térmica, circuito abierto), entra en régimen cuadrático (respecto de A_δ , *i.e.*, A_δ al cuadrado) al doble de la frecuencia de modulación (2Ω).

Para frecuencias bajas $\Omega \ll 1/\tau_g$, la amplitud y la fase del holograma en el cristal permanecen aproximadamente independientes del tiempo, y coinciden con su estado estacionario. Si ocurriera un cambio de fase entre las ondas A_1 y A_4 , la rejilla refractora sufriría un corrimiento correspondientemente, manteniendo una fase Φ determinada respecto al patrón de interferencia. Al ser Φ independiente del tiempo, las irradiancias A'_1 y A'_4 tras el cristal permanecen esencialmente constantes [12, 56]. El cristal actúa entonces como un divisor de haz auto-adaptable a los cambios de fase aleatorios de los haces. Por ello, el sistema no requiere de corrección activa de un brazo [38] para conservar la fase entre las ondas en su óptimo valor a fin de mantener un régimen de detección de máxima sensibilidad homodina. El mismo cristal puede operar como detector de señales moduladas en fase gracias a la corriente alterna surgida por efecto foto-EMF no estacionario bajo iluminación del patrón de interferencia vibratorio [12, 56]. La auto-adaptabilidad a los cambios aleatorios de fase de los haces incidentes, así como la relación entre señal y

ruido de un sistema homodino de detección basado en la adaptabilidad mencionada, se describe en la Ref. 57.

4. COMENTARIOS FINALES

Los materiales fotorrefractivos han demostrado su utilidad en la interferometría al dar pie para una cornucopia de aplicaciones mediante mezclas de dos y cuatro ondas: conducen muchas técnicas holográficas a un régimen de tiempo real con irradiancias relativamente bajas y, como generadores de ondas conjugadas, posibilitan una gran variedad de sistemas interferométricos de alta precisión.

Aunque se han realizado numerosos estudios teóricos y prácticos para gran variedad de configuraciones interferométricas, algunas de ellas se han mostrado sólo en principio y ciertos obstáculos prácticos aún no se han resuelto. Muchas de las aplicaciones discutidas (por ejemplo, la compensación de aberraciones) dependen de la fidelidad o calidad con que una onda es conjugada. Una fidelidad suficiente para garantizar mediciones de gran exactitud depende no sólo del material no lineal, sino de las condiciones experimentales empleadas [58]. Es entonces patente la importancia de investigaciones relativas a la fidelidad para disciplinas como la metrología. En el caso particular de los cristales fotorrefractivos, las mezclas de ondas son actualmente alcanzables dentro de un margen relativamente estrecho de períodos espaciales de rejillas y en torno a cierto período óptimo. En esas condiciones, los cristales fotorrefractivos ya resultan adecuados en técnicas encaminadas a determinar pequeñas diferencias de fase (fracciones de longitud de onda). La selectividad de frecuencias espaciales y la fidelidad de conjugación son aspectos relacionados, por lo cual quizá sea pertinente mencionar el desarrollo de algunas técnicas para ampliar el ancho de banda de frecuencias espaciales mediante el conjugador de ángulo amplio ("gran angular"), aunque son técnicas aplicables sólo en autobombeo [59].

Aun cuando la compensación de aberraciones en el brazo del interferómetro conteniendo al conjugador se llegue a efectuar, el resto de las componentes del arreglo debe poseer una calidad óptica que corresponda a la precisión buscada en las mediciones. En el caso de un interferómetro tipo Michelson, esto incluye especialmente al divisor de haz.

Otro aspecto práctico es el relacionado con el ruido [60]. Para mezclas de dos ondas ya se han propuesto métodos para disminuir el *fanning* en cristales como el BaTiO_3 en aplicaciones de amplificación de imágenes; por ejemplo: grabando con irradiancias bajo el umbral de *fanning* y amplificando después con irradiancias arriba del umbral durante un tiempo menor que el de respuesta del *fanning* [61]. Cabe mencionar también, que se ha encontrado comportamiento caótico en conjugación de fase fotorrefractiva tanto experimental [62] como teóricamente [62, 63].

Efectos tales como aparición de subarmónicos [64] y muchas de las propiedades de los hologramas dinámicos [65] no parecen haber sido aún explotados en aplicaciones interferométricas. Tampoco parecen desarrolladas las variantes que puedan surgir de las técnicas de realce (por ejemplo, campos eléctricos alternos aplicados al cristal [66], rejillas móviles con campo AC [67] o marcación estroboscópica [68]). Las propiedades fotorre-

fractivas de otros materiales tales como las cerámicas PLZT [11, 12], o las atribuidas a los polímeros polarizados [69], pueden presentar algunas otras características interesantes, requiriendo atención especial su estudio para aplicaciones interferométricas. Los efectos presentados en fibras ópticas no lineales [70, 71] o en hologramas no lineales [72], así como nuevas técnicas de medición interferométricas [73] suplementarán con seguridad los esquemas sugeridos hasta ahora.

AGRADECIMIENTOS

Uno de los autores (GRZ) agradece las numerosas e ilustrativas discusiones en relación a estos temas con Richard Kowarschik, Andreas Erdmann, Burkhard Fleck, Lutz Wenke, Armin Kießling y Gunter Notni. Ciertas referencias y varios comentarios de diversos árbitros anónimos han contribuido positivamente al presente trabajo. Éste ha sido parcialmente apoyado por CONACyT, con claves F044 y 481100-5-3649E.

REFERENCIAS

1. M.D. Ewbank, M. Koshnevisan and P. Yeh, *Proc. SPIE, Solid State Control Devices* **464** (1984) 2.
2. D.M. Pepper, en *Laser Handbook*, **4**, ed. M.L. Stitch and M. Bass (Elsevier Science, New York, 1985).
3. F.A. Hopf, *J.O.S.A.* **70** (1980) 1320; N.G. Basov, I.G. Zubarev, A.B. Mironov, S.I. Mikhailov and A. Yu. Okulov, *Sov. Phys. JETP* **52** (1980) 847; I. Bar-Joseph, A. Hardy, Y. Katzir and Y. Silberberg, *Opt. Lett.* **6** (1981) 414.
4. C.J. Bordé, en *Quantum Optics, experimental gravitation and measurement theory*, NATO series eds. P. Meystre, M.O. Scully (Plenum Press, New York, 1982).
5. J. Feinberg, *Opt. Lett.* **8** (1983) 569.
6. W.L. Howes, *Appl. Opt.* **25** (1986) 3167.
7. M. Nieto-Vesperinas, *J.O.S.A. A* **2** (1983) 427.
8. A.T. Friberg, M. Kauranen and R. Salomaa, *J.O.S.A. B* **3** (1986) 1656.
9. K. Uhijara and P. Meystre, *Opt. Commun.* **53** (1985) 48.
10. B. Fisher and S. Sternklar, *Appl. Phys. Lett.* **46** (1985) 113.
11. P. Günter and J.P. Huignard, (editores), "Photorefractive Materials and their applications I. Fundamental Phenomena", *Topics in Applied Physics* **61**, Springer-Verlag, Berlin, (1988); P. Günter, *Physics Reports* **93** (1982) 199.
12. M.P. Petrov, S.I. Stepanov and A.V. Khomenko, *Photorefractive Crystals in Coherent Optical Systems*, Springer Series in Optical Sciences **59**, Eds. J.M. Enoch, D.L. MacAdam, A.L. Schawlow, K. Shimoda and T. Tamir (Springer-Verlag, Berlin, 1991).
13. G. Manneberg, *J.O.S.A. B* **3** (1986) 849.
14. G. Papen, B.E.A. Saleh and J.A. Tataronis, *J.O.S.A. B* **5** (1988) 1763.
15. M.D. Ewbank and P. Yeh, *Opt. Lett.* **10** (1985) 496.
16. P. Yeh, *J.O.S.A. B* **2** (1985) 1924.
17. P. Yeh, T. Y. Chang and M.D. Ewbank, *J.O.S.A. B* **5** (1988) 1743.
18. C. Gu and P. Yeh, *J.O.S.A. B* **8** (1991) 1428.
19. Y. Sun and M.G. Moharam, *Appl. Opt.* **32** (1993) 1954.

20. Y. H. Ja, *Appl. Opt.* **21** (1982) 3230.
21. J.P. Herriau, A. Deboulbé and J.P. Huignard, *Proc. SPIE* **398**, (1983) 123.
22. G. Yang and A. Siahmakoun, *Appl. Opt.* **32** (1993) 1578.
23. J.P. Huignard and J.P. Herriau, *Appl. Opt.* **16** (1977) 1807.
24. K. Nakagawa and T. Minemoto, *Appl. Opt.* **30** (1991) 2386.
25. R. Magnusson, X. Wang, T.D. Black and L.N. Tello, *Appl. Opt.* **31** (1992) 3350.
26. T. Sato, T. Susuki, P.J. Bryanston-Cross, O. Ikeda and T. Hatsuzawa, *Appl. Opt.* **22** (1983) 815.
27. T. Sato, T. Hatsuzawa and O. Ikeda, *Appl. Opt.* **22** (1983) 3895.
28. Y. Taketomi, J.E. Ford, H. Sasaki, J. Ma, Y. Fainman and S.H. Lee, *Opt. Lett.* **16** (1991) 1774.
29. D. Dirksen and G. von Bally, *J.O.S.A. B* **11** (1994) 1858.
30. X. Wang, R. Magnusson and A. Haji-Shikh, *Appl. Opt.* **32** (1993) 1983.
31. A.A. Kamshilin and M.P. Petrov, *Opt. Commun.* **53** (1985) 23.
32. O. Ikeda, T. Susuki and T. Sato, *Appl. Opt.* **21** (1982) 4468.
33. J.C. Wyant, "Two-wavelength interferometry. Holographic and Moiré Techniques", en *Optical Shop Testing*, ed. D. Malacara, (J. Wiley and sons, New York, 1978).
34. P. Lam, J.D. Gaskill and J.C. Wyant, *Appl. Opt.* **23** (1984) 3079.
35. F.M. Küchel and H.J. Tiziani, *Opt. Commun.* **38** (1981) 17.
36. A. Chen, S. Fan, H. Ding and C. Wu, *Appl. Opt.* **33** (1994) 2998.
37. S. Ezekiel and H.J. Arditty eds., *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies*, Springer series in Optical Sciences **32** (Springer-Verlag, Berlin, 1982).
38. D.A. Jackson, R. Priest, A. Dandridge and A.V. Tveten, *Appl. Opt.* **19** (1980) 2926.
39. C.J. Bordé, "Interferometric optical devices with phase conjugate mirrors in particular for laser gyrometers", United States Patent [19] CNRS, 366,662, Patent Num. 4,575,245 [11]. Date Mar.11.86 [45].
40. B. Fischer and S. Sternklar, *Appl. Phys. Lett.* **47** (1985) 1.
41. P. Yeh, I. McMichael and M. Koshnevisan, *Appl. Opt.* **25** (1986) 1029.
42. S. Weiss, S. Sternklar and B. Fisher, *Opt. Lett.* **12** (1987) 114.
43. S. Sternklar, S. Weiss, M. Segev and B. Fisher, *Appl. Opt.* **25** (1986) 4518.
44. R.W. Boyd, T.M. Habashy, A.A. Jacobs, L. Mandel, M. Nieto-Vesperinas, W.R. Tompkin and E. Wolf, *Opt. Lett.* **12** (1987) 42.
45. J.L. Ferrier, J. Gazengel, X. Nguyen Phu and G. Rivoire, *Opt. Commun.* **58** (1986) 343; D.C. Jones and L. Solymar, *Opt. Commun.* **85** (1991) 372.
46. A.L. Smirl, K. Bohnert, G.C. Valley, R.A. Mullen and T.F. Boggess, *J.O.S.A. B* **6** (1989) 606.
47. R. Litvinov and S. Shandarov, *J.O.S.A. B* **11** (1994) 1210.
48. I. McMichael and P. Yeh, *Opt. Lett.* **12** (1987) 48.
49. C. Uhrich and L. Hesselink, *Appl. Opt.* **33** (1994) 744.
50. J. Frejlich, L. Cescato and G.F. Mendes, *Proc. SPIE* **700**, (1986) 193; J. Frejlich, A.A. Kamshilin, V.V. Kulikov and E.V. Mokrushina, *Opt. Commun.* **70** (1989) 82.
51. A.A. Kamshilin, E.V. Mokrushina and M.P. Petrov, *Opt. Engineer.* **28** (1989) 580.
52. Y. Ishii and I. Uehira, *Opt. Lett.* **18** (1993) 1459.
53. S.M. Saltiel, B. Van Wonterghem and P.M. Rentzepis, *Opt. Lett.* **14** (1989) 450.
54. G. Rodrigues Zurita, R. Kowarschik and A. Erdmann, *Jour. of Mod. Opt.* **38** (1991) 2203.
55. S.K. Kwong, A. Yariv, M. Cronin-Golomb, and I. Ury, *Appl. Phys. Lett.* **47** (1985) 460.

56. S.I. Stepanov, en *International Trends in Optics*, ed. J.W. Goodman (Academic Press, New York, 1991) chapter 9.
57. F.M. Davidson and L. Boutsikaris, *Opt. Enginner.* **29** (1990) 369.
58. A.M. Scott, *Opt. Commun.* **61** (1987) 164; J. Falk, *Opt. Lett.* **7** (1982) 620; B. Fleck, A. Kiessling and L. Wenke, *Jour. of Mod. Opt.* **38** (1991) 495.
59. N.A. Vainos and M.C. Gower, *J.O.S.A. B* **8** (1991) 2355.
60. R.C. Troth, S.L. Sochava and S.I. Stepanov, *Appl. Opt.* **30** (1991) 3756; Q. Wang Song, P.P. Banerjee, J.J. Liu and A.K. Ghosh, *Jour. of Mod. Opt.* **39** (1992) 1977.
61. J. Joseph, P.K.C. Pillai and K. Singh, *Opt. Commun.* **80** (1990) 184.
62. G.C. Valley and G.J. Dunning, *Opt. Lett.* **9** (1984) 513; R.W. Boyd, A.L. Gaeta, D.J. Gauthier, M.S. Malcuit and P. Narum, *Proc. SPIE Optical Chaos* **667**, (1986) 155.
63. K.N. Alekseev, G.P. Berman, A.V. Butenko, A.K. Popov, V.M. Shalaev and V.Z. Yakhnin, *Jour. of Mod. Opt.* **37** (1990) 41; M. Belic and Z. Ljuboje, *Opt. and Quantum Electr.* **24**, (1992) 745.
64. S. Mallick, B. Imbert, H. Ducollet, J.P. Herriau and J. P. Huignard, *J. Appl. Phys.* **63** (1988) 5660.
65. N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin and V.L. Vinetskii, *Ferroelectrics* **22**, (1979) 949.
66. S. Stepanov and M.P. Petrov, *Opt. Commun.* **53** (1985) 292; M. Ziari, W.H. Steier, P.M. Ranon, M.B. Klein and S. Trivedi, *JOSA B* **9** (1992) 1461.
67. A.V. Dooghin, P.N. Ilinykh, O.P. Nestiorkin, B. Ya. Zel'dovich and Ye. P. Shershakov, *J. O. S. A. B* **10** (1993) 1060.
68. Y. Kawata, S. Kawata and S. Minami, *Appl. Opt.* **30** (1991) 2453.
69. K.D. Singer and J.H. Andrews, en *Molecular Nonlinear Optics*, J. Zyss, volumen de la serie *Quantum Electronics - principles and applications*, eds. P.F. Liao and P.L. Kelley (Academic Press, New York, 1994), pp. 281-290.
70. C.T. Seaton, X. Mai, G.I. Stegeman and H.G. Winful, *Opt. Enginner.* **24** (1985) 593.
71. S.I. Stepanov, *Suplemento del Bol. Soc. Mex. de Física* **17-3** (1993) xxv.
72. St. J. Russell, *IEEE J. of Quantum Electr.* **27** (1991) 830.
73. P. Rastogi, *Jour. of Mod. Opt.* **39** (1992) 677.