

GRABADO DE HOLOGRAMAS FOTORREFRACTIVOS A ALTA TEMPERATURA

VLADIMIR ALBEIRO JEREZ MARTÍNEZ

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER

FACULTAD DE CIENCIAS

ESCUELA DE FÍSICA

BUCARAMANGA

2011

GRABADO DE HOLOGRAMAS FOTORREFRACTIVOS A ALTA TEMPERATURA

POR

VLADIMIR ALBEIRO JEREZ MARTÍNEZ

Tesis realizada como requisito parcial para obtener el título de

Doctor en Ciencias Naturales (Física)

Directora

Prof. Dra. María del Carmen Lasprilla

Codirectores

Prof. Dr. Jaime Frejlich

Prof. Dr. Iván de Oliveira

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER

FACULTAD DE CIENCIAS

ESCUELA DE FÍSICA

BUCARAMANGA

2011

AGRADECIMIENTOS

A mis maestros, Ancízar, Cid, María, Jaime e Iván

A la Universidad Industrial de Santander, a la Universidad Federal de Pernambuco, a la Universidad de Campinas y a Colciencias.

A todos los compañeros del GOTS.

CONTENIDO

	pag.
1 INTRODUCCIÓN	15
2 PROPIEDADES FÍSICAS Y HOLOGRÁFICAS DE LOS FOTORREFRACTIVOS.....	17
2.1 El cristal de LiNbO_3.....	18
2.1.1 Estructura cristalina	18
2.1.2 Índice de refracción	18
2.1.3 Coeficiente electroóptico	20
2.1.4 El efecto fotovoltaico	22
2.1.5 El cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$	23
2.1.6 El cristal de LiNbO_3 dopado con hidrógeno.....	24
2.2 El cristal $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$	25
2.2.1 Estructura cristalina	25
2.2.2 Índice de refracción	26
2.2.3 Coeficiente electroóptico	27
2.2.4 Actividad óptica	29
3 HOLOGRAMAS FOTORREFRACTIVOS	30
3.1 Franjas de interferencia.....	31
3.2 Modelo de un defecto y una banda de energía.....	33
3.2.1 Rata de ionización de defectos.....	34
3.2.2 Ecuación de continuidad para los electrones libres.....	34
3.2.3 La ecuación de Gauss para el campo eléctrico	35
3.2.4 Solución independiente del tiempo, intensidad sinusoidal.....	35

3.2.5	Solución dependiente del tiempo, aproximación del primer armónico espacial	38
3.3	Eficiencia de difracción	41
3.3.1	Eficiencia de difracción con ángulo fuera de Bragg	42
3.3.2	Auto difracción	43
3.3.3	Selectividad angular y de longitud de onda	44
3.4	Holograma fotorrefractivo auto estabilizado	45
3.4.1	Oscilación de las franjas de interferencia	45
3.4.2	Grabado de hologramas fotorrefractivos auto estabilizados	49
4	FIJADO DE HOLOGRAMAS FOTORREFRACTIVOS CON MÁXIMA MODULACIÓN DEL ÍNDICE DE REFRACCIÓN EN LINBO3: FE	54
4.1	Método experimental	55
4.1.1	El cristal LiNbO_3	55
4.1.2	Arreglo experimental fijado	59
4.1.3	Registro auto estabilizado	60
4.2	Evolución del grabado	61
4.3	Eficiencia de difracción real de la rejilla fija	64
4.4	CONCLUSIONES	67
5	MECANISMOS DE REGISTRO ÓPTICO EN CRISTALES TITANOSELENITAS SIN DOPAR	69
5.1	Arreglo experimental	70
5.2	Grabación holográfica y borrado con iluminación	73
5.3	Compensación en la oscuridad	76

5.4 Borrado del holograma rápido.....	77
5.5 Grabado del Holograma en BTO.....	79
5.6 Discusión.....	80
5.7 Conclusiones.....	84
6 CONCLUSIONES	85
7 REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS	86

Lista de figuras

Figura 2.1 Celda hexagonal de Niobato de Litio (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009).	19
Figura 2.2 Índice de refracción del LiNbO_3 , curva de color verde índice n_o ordinario y curva roja índice n_e extraordinario.(Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)	20
Figura 2.3 Orientación típica de cristal LiNbO_3 , (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009) ..	22
Figura 2.4. Espectro de absorción en el infrarrojo (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009).	25
Figura 2.5 Ejes cristalográficos del cristal BTO (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011) ...	26
Figura 2.6 Índice de refracción del BTO (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)	27
Figura 3.1 Franjas formadas en el cristal fotorrefractivo (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009).....	31
Figura 3.2 Superposición de la onda transmitida y difractada a la salida del cristal (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)	46
Figura 3.3 Esquema del sistema de auto-estabilización (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009).....	49
Figura 4.1 Geometría de registro (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009).....	57
Figura 4.2 Cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ en el soporte, conectado a la resistencia R_T (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)	57
Figura 4.3. Cámara de vacío (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)	58
Figura 4.4 Arreglo experimental (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)	58
Figura 4.5 Arreglo experimental de auto estabilización (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009).....	61
Figura 4.6 Eficiencia de difracción medida directamente (\bullet) contra tiempo de registro. La curva continua es el ajuste teórico usando el parámetro $M_e=15\text{min}$, $E_q=15\text{kV/cm}$ y $a=0.8\text{ mrad}$ para la divergencia del haz de prueba, con $K_{\text{Iph}}=0.8$ como fue reportado (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)	62
Figura 4.7 Arreglo experimental para el borrado de la red electrónica, se realiza con luz halógena (sin infrarrojo) que es llevada al cristal por fibra óptica (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)	63

Figura 4.8 Datos experimentales de la eficiencia de difracción (•) medidos con un haz de prueba de 633 nm con polarización extraordinaria (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009).....	64
Figura 4.9 Ajuste teórico de la eficiencia de difracción en función del ángulo de Bragg, para $\lambda=633$ nm usando los parámetros de la curva teórica de la figura 4.6. FWHM=1.2 mrad (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)	65
Figura 4.10 Luz difractada desde una fuente de luz blanca, usando la rejilla fijada. Los números representan los FWHM de las tres diferentes longitudes mostradas. (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)	66
Figura 5.1 Geometría del cristal BTO utilizado (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)	71
Figura 5.2 Arreglo experimental para el fijado BTO (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)	71
Figura 5.3 Representación de la polarización de los haces (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)	72
Figura 5.4 Haces difractados y transmitidos y eficiencia de difracción medida a 110°C (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)	74
Figura 5.5 Tiempo de respuesta exponencial computado para el holograma lento, con iluminación 515.5 nm, como una función del inverso de la temperatura absoluta (en el rango de 40 a 120°C), mostrando una curva de Arrhenius con una energía de activación de 0.85 ± 0.05 eV y un factor de frecuencia de 1.2×10^9 Hz. (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)	75
Figura 5.6 Curva de Arrhenius para las constantes de tiempo exponencial de la evolución de la rejilla rápida (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)	77
Figura 5.7 Borrado del holograma rápido bajo luz IR $\lambda=1200$ nm (o) (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)	78
Figura 5.8 Espectro de absorción del cristal de BTO, en la región del infrarrojo. (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)	82
Figura A.1 Interferómetro Mach-Zehnder (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)	87
Figura C.1 Arreglo experimental medida de la selectividad angular (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)	87

Figura D.1 Arreglo experimental para medir la actividad óptica (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)87

Figura D.2 Representación de la polarización de los haces transmitidos t y los difractados en el cristal BTO, a la salida del cristal tenemos polarizaciones paralelas de los haces transmitido y difractado (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)...87

Figura D.3 Representación de la polarización de los haces transmitidos t y los difractados en el cristal BTO, a la salida del cristal tenemos polarizaciones perpendiculares de los haces transmitido y difractado. (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011).....87

Anexos

Anexo A. Máxima visibilidad del patrón de interferencia.....	90
Anexo B. Teoría de Ondas Acopladas.....	92
Anexo C. Medida de la selectividad angular.....	94
Anexo D. Medida del poder rotatorio.....	95

TITULO: GRABADO DE HOLOGRAMAS FOTORREFRACTIVOS A ALTA TEMPERATURA*

Autor: Vladimir Albeiro Jerez Martinez **

Palabras Clave: Fijado de hologramas, $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$; $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$; modulación del índice de refracción

RESUMEN

Se reporta la grabación de un holograma de transmisión en $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ con máxima modulación del índice de refracción. Se utilizaron procesos simultáneos de grabación/compensación a 120°C , en un arreglo especialmente diseñado. Este método ha demostrado ser reproducible y ajustarse bien al modelo teórico. El análisis del proceso de grabación mostró que la saturación del material se alcanzó de manera que se obtuvo el máximo posible en modulación del índice de refracción. A partir de comparación de procesos teóricos y experimentales de grabación/compensación se determinaron los parámetros del material (tiempo de relajación dieléctrica $T_M^e=15\text{min}$, saturación del campo de carga $E_q = 18.8 \text{ Kv/cm}$, y la relación campo fotovoltaico/saturación $E_{ph}/E_q=0.80$). La eficacia de difracción se midió utilizando un láser ($\lambda=633\text{nm}$) en un arreglo independiente y su valor real calculado teniendo en cuenta la divergencia del haz. El buen funcionamiento del filtro óptico de Bragg, se caracterizó con la medida de su selectividad angular (aproximadamente $1,2\text{mrad}$) y espectral (aproximadamente 0.1nm), en la longitud de onda del haz 633nm .

Se demostró que la grabación óptica en titanio-selenitas $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) involucra electrones, iones y agujeros, dependiendo de las condiciones experimentales. La grabación y borrado del holograma a una temperatura mayor que la ambiental se llevaron a cabo en el cristal sin dopar, y se observó la presencia de un holograma fotosensible rápido de base electrónica y una compensación menor de naturaleza no fotosensible, responsable del holograma fijo en BTO y probablemente de base en iones H^+ . La rejilla fija mostró eficiencia de difracción $\eta \approx 0.002$ y energía de activación $0,85 \pm 0,05\text{eV}$. También se detectó un efecto fotocromico fuerte inducido por luz (oscura, infrarroja), dicho efecto debe tenerse en cuenta para la medición de la eficiencia de difracción. Por primera vez se demuestra que los agujeros participan en el proceso de grabación óptica cuando son fotoexcitados selectivamente con infrarrojo.

*Tesis.

**Facultad de ciencias, Escuela de Física, María del Carmen Lasprilla (Directora)

TITLE: FIXED HOLOGRAMS PHOTOREFRACTIVE AT HIGH TEMPERATURE

Author: Vladimir Albeiro Jerez Martinez **

Keywords: Fixed holograms, LiNbO₃:Fe; Bi₁₂TiO₂₀, Index-of-refraction modulation

We report the recording of a fixed good quality transmission hologram in LiNbO₃:Fe with maximum index-of-refraction modulation using the simultaneous recording/compensation process at 120°C in a specially designed setup with $\lambda = 514.5$ nm. This process was shown to be reproducible and in good agreement with an already reported theoretical model. The analysis of this recording process showed that material saturation was reached so that the maximum possible fixed index-of-refraction modulation was achieved. From the comparison of theoretical and experimental recording/compensation process data some material parameters (dielectric relaxation time $T_M^e = 15$ min, saturation space-charge field $E_q = 18.8$ kV/cm, and photovoltaic-to-saturation field ratio $E_{ph}/E_q = 0.80$) were determined. The diffraction efficiency of this grating was measured using ($\lambda = 633$ nm) probe laser beam in an independent setup and its actual value computed, taking into account the angular divergence of the probe beam. The good grating performance as an optical Bragg filter was experimentally characterized by independently measuring its angular (approximately 1.2 mrad) and spectral (approximately 0.1 nm) selectivity, both at the probe beam wavelength of 633 nm.

We show that optical recording in undoped photorefractive titanosillenite Bi₁₂TiO₂₀ (BTO) crystals involve electrons, holes and ions, depending on the experimental conditions. Holographic recording and erasure at higher than room temperature was carried out on an undoped crystal sample, showing the presence of a fast photosensitive electron-based hologram and a slower compensating one of non photosensitive nature that is responsible for hologram fixing in BTO and is likely to be based on H⁺ ions. The fixed grating showed a diffraction efficiency $\eta \approx 0.002$ and a characteristic activation energy of 0.85 ± 0.05 eV. A strong light-induced (darkening) photochromic effect was also detected, that had to be accounted on for diffraction efficiency measurement. Holes are also shown to participate in the optical recording process when selectively photoexcited with infra-red light.

*Tesis.

**Facultad de ciencias, Escuela de Física, María del Carmen Lasprilla (Directora)

1 INTRODUCCIÓN

El registro de hologramas de volumen a temperaturas mayores que la ambiental (TA) es interesante como aplicación y como método de caracterización. Una aplicación particularmente útil son los filtros de banda estrecha de luz. El método consiste en grabar una rejilla electrónica a alta temperatura, la cual va ser compensada por iones de H^+ no fotosensibles, presentes en el material. Después se revela con luz blanca a temperatura ambiente, borrando la rejilla electrónica fotosensible y permitiendo que permanezca la rejilla iónica no fotosensible y fija a temperatura ambiente (McCahon, y otros). Como método de caracterización de materiales fotosensibles, el registro y borrado de rejillas se utiliza desde hace mucho tiempo (Frejlich y Clair 1977), con claras ventajas sobre otras técnicas, debido a su naturaleza sin contacto, reversibilidad, facilidad de la selección del periodo espacial de red, simplicidad de las medidas, tiempo real ya que actúa sobre todo el volumen del cristal, (Cescato y Frejlich 1988), proporcionando una medida directa de la relajación del campo espacial de carga y permitiendo determinar los centros involucrados en el proceso de relajación.

Sin embargo, el registro holográfico a una temperatura mayor a la ambiental, impone limitaciones, derivadas de las perturbaciones producidas por los gradientes de temperatura y la convección del aire. En el caso del fijado, los mejores resultados en términos de difracción son del 80% (Méndez y Arizmendi 1998), y proyectados 100% (Oliveira, Frejlich y Carrascosa 2005).

En esta investigación mostramos un arreglo experimental que reduce al máximo las perturbaciones ambientales y en el que se puede producir la mayor modulación del índice de refracción, hasta la saturación del material, en $LiNbO_3:Fe$. Este trabajo está dedicado al análisis del proceso de registro de la rejilla que luego se fija. Se demuestra que el proceso de grabación/compensación auto-estabilizado

es reproducible y se ajusta bien al modelo teórico (Sturman, y otros 1998). Algunos parámetros de los materiales fotorrefractivos utilizados se determinan por comparación de los resultados teóricos y experimentales. Con el fin de mostrar la alta calidad de la rejilla y su interés práctico como un filtro óptico de Bragg (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009), se midió la selectividad angular y espectral de la rejilla registrada y fijada.

Se utiliza la grabación holográfica a temperaturas mayores que TA para caracterizar nominalmente una muestra del cristal titano-selenita fotorrefractivo sin dopar $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO), del cual se sabe que tiene transportadores de carga huecos que participan en el proceso de grabación y son despreciables. Nuestros resultados actuales muestran, de manera definitiva, que en este material se presentan una rejilla rápida (fotosensible) y una rejilla lenta (no fotosensible). La primera es grabada por la acción de la luz, mientras que la formación de la rejilla lenta es una compensación a la carga espacial de la rejilla fotosensible rápida. La compensación de la rejilla es responsable de la fijación del holograma a temperaturas más altas que TA y la naturaleza no fotosensible de la rejilla, indica que ésta se debe a los iones, posiblemente cargados con carga positiva, más probablemente con H^+ . La relajación de la rejilla iónica se caracteriza por una energía de activación de 0.85 eV en el rango explorado de temperatura, que va de 40 a 120°C. La energía de activación para el borrado de la rejilla electrónica rápida en la oscuridad, que creemos es en realidad un proceso de compensación debido a los iones, también se midió, siendo de 0,87 eV (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011).

2 PROPIEDADES FÍSICAS Y HOLOGRÁFICAS DE LOS FOTORREFRACTIVOS

Los materiales fotorrefractivos son una alternativa como medio de registro holográfico. Su reversibilidad permite registrar y borrar imágenes holográficas infinitamente. Esta característica posibilita el uso de un único cristal para el estudio de su dinámica, sin que el cristal presente fatiga. La característica que los hace apropiados para la holografía es el registro de fase en todo el volumen del material, que acontece a través de la modulación local del índice de refracción (Chen, LaMacchia y Fraser 1968).

La física del fenómeno se basa en la fotoconductividad, electrones foto-excitados desde centros donadores a la banda de conducción que se transportan por difusión o arrastre en el cristal, hasta ser atrapados por centros aceptores en el material. Esta nueva distribución en el material efectúa una variación local del campo eléctrico en el interior del material, modulando su índice de refracción por el efecto electro-óptico lineal (Kukhtarev, y otros 1979).

Los principales cristales fotorrefractivos se clasifican en ferro-eléctricos: Niobato de Litio (LiNbO_3), Tantalato de Litio (LiTaO_3), Titanato de Bario (BaTiO_3), Niobato de Estroncio y Bario (SBN), el Niobato de potasio (KNbO_3), y en selenitas: Óxido de Silicio y Bismuto (BSO), Óxido de Germanio y Bismuto (BGO) y el Titano selenita (BTO). En esta investigación analizamos los cristales de Niobato de Litio (LiNbO_3) y de Titanato selenita (BTO).

La caracterización de estos cristales es de gran importancia, ya que sus propiedades están relacionadas con las aplicaciones. En este capítulo analizamos las características físicas que nos permiten obtener un registro holográfico.

2.1 El cristal de LiNbO₃

El efecto fotorrefractivo en este cristal fue observado por primera vez por Ashkin y Col. (Ashkin, y otros 1966), despertándose el interés en este fenómeno. El primer registro holográfico y estudio detallado en LiNbO₃ puro fue realizado por Chen y Col. (Chen, LaMacchia y Fraser 1968). El interés por mejorar la eficiencia de difracción del holograma llevó a Amodei y Col., a estudiar estos cristales dopados con Fe y el efecto de la radiación γ . Del interés por tener hologramas que no se borren, surgieron técnicas nuevas, como lecturas con láseres que no foto-exciten los electrones, doble dopaje y el fijado térmico (Amodei y Staebler 1971).

El Niobato de Litio es uno de los fotorrefractivos más estudiados por su alta eficiencia de difracción y por poseer un alto potencial para construir hologramas fijos con eficiencias del 100% (J. Frejlich, I. Oliveira, y otros 2007).

2.1.1 Estructura cristalina

El cristal de LiNbO₃ tiene una celda unitaria hexagonal, $a=0.514829 \times 10^{-6}$ nm, $c=1.38631 \times 10^{-5}$ nm, grupo de simetría 3m, uniaxial, (Ver Figura 2.1). El cristal se crece usando el método Czochralki a $T_m > 1240^\circ\text{C}$, desde un fundido con Li₂O y Nb₂O₅, y tiene una densidad 4.628 g/cm³.

2.1.2 Índice de refracción

Dado que el cristal de LiNbO₃ es uniaxial, tiene un eje óptico, el cual está en dirección del eje z, presentando doble refracción (birrefringencia), dos índices de refracción con la misma magnitud y uno diferente ($n_x = n_y \neq n_z$), los cuales se definen como índices de refracción ordinario ($n_x = n_y = n_o$) y el extraordinario ($n_z = n_e$); estos índices dependen de la longitud de onda y se calculan con la ecuación de Sellmeier: (Ver figura 2.2).

$$n = \left(A + \frac{B}{\lambda^2 + C} + D\lambda^2 \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Para el índice de refracción ordinario n_o :

A=4.9048	B=0.11768	C= -0.0475	D=-0.027169
----------	-----------	------------	-------------

para el índice de refracción extraordinario n_e :

A=4.582	B=0.099169	C=-0.044432	D= -0.02195
---------	------------	-------------	-------------

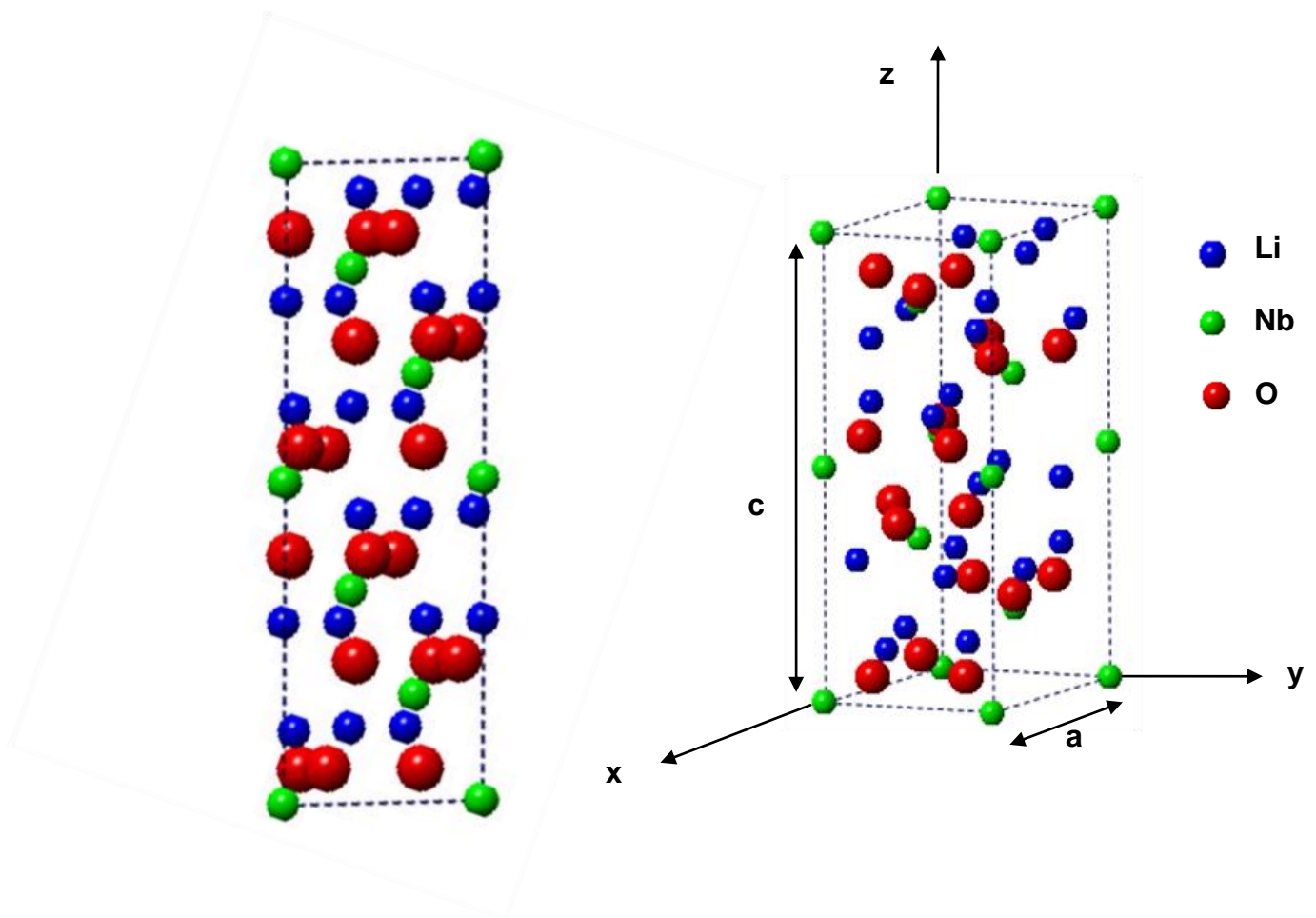


Figura 2.1 Celda hexagonal de Niobato de Litio (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)

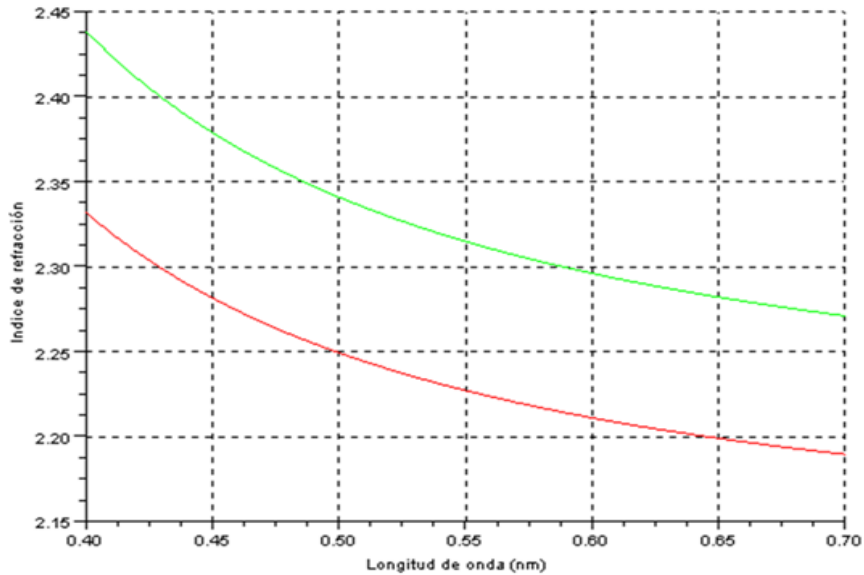


Figura 2.2 Índice de refracción del LiNbO₃, curva de color verde índice n_o ordinario y curva roja índice n_e extraordinario.(Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)

2.1.3 Coeficiente electroóptico

El cristal de LiNbO₃ presenta los siguientes coeficientes electro-ópticos (Weis y Gaylord 1985):

$$(r_{ij}) = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

Donde $r_{12} = -r_{61} = -r_{22} = 6.8$ pm/V, $r_{51} = r_{42} = 32$ pm/V, y $r_{13} = r_{23} = 10$ pm/V, $r_{33} = 32.2$ pm/V. La correspondiente ecuación del elipsoide de índices es:

$$\left(\frac{1}{n_0^2} - r_{22}E_x + r_{13}E_z\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{22}E_y + r_{13}E_z\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z\right)z^2 - 2r_{22}E_xxy + 2r_{51}E_xyz + 2r_{51}E_xzx = 1 \quad (3)$$

Donde E_x , E_y y E_z son las componentes del campo eléctrico en las direcciones x, y y z respectivamente. De la ecuación (13) se observa que la dirección del eje z o c tiene el mayor coeficiente electroóptico; si se usa la geometría de registro, que crea los campos eléctricos en la dirección del eje óptico (ver figura 2.3), no hay rotación del elipsoide de índices, debido a que se anulan los términos cruzados y sólo cambia la longitud de sus ejes y el cristal continua siendo uniaxial:

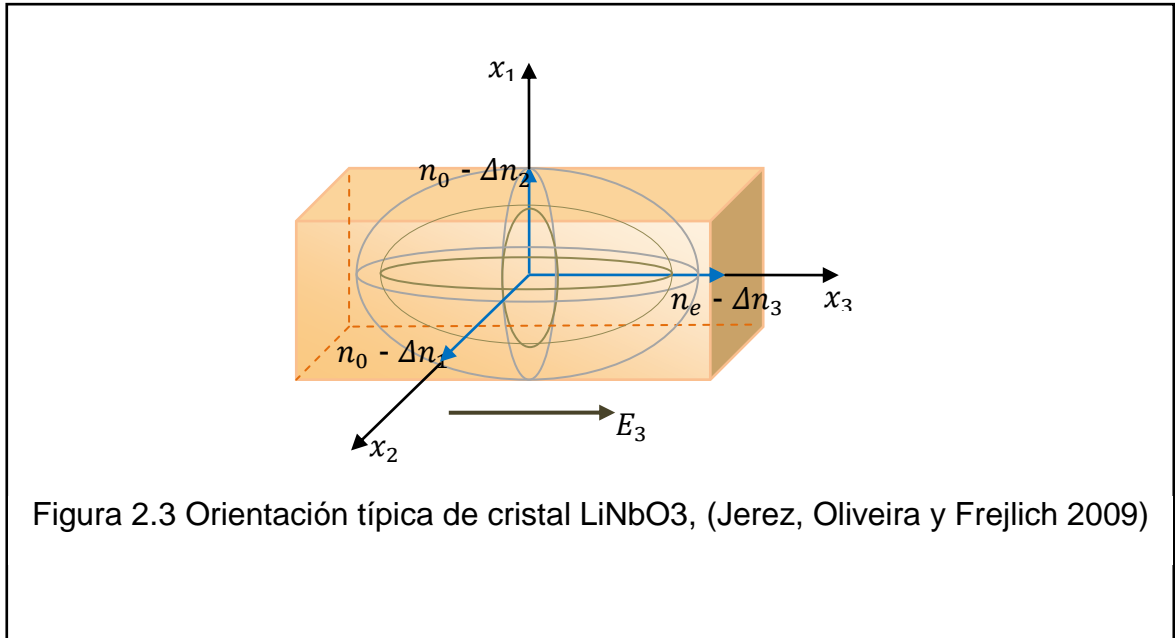
$$\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13}E_z\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13}E_z\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z\right)z^2 = 1. \quad (4)$$

Por lo tanto, un haz de polarización extraordinaria tiene una mayor modulación de índice de refracción, debido a el coeficiente electroóptico $r_{33}= 32.2 \text{ pm/V}$,

$$\Delta n_z = \Delta n_e = \frac{r_{33}n_e^3E_z}{2} \quad (5)$$

y una menor modulación con $r_{13}= 10 \text{ pm/V}$ para el eje con polarización ordinaria

$$\Delta n_x = \Delta n_y = \Delta n_0 = \frac{r_{13}n_0^3E_z}{2} \quad (6)$$



2.1.4 El efecto fotovoltaico

El efecto fotoeléctrico deriva de un potencial asimétrico dentro de la celda unitaria. Para temperaturas $T < T_C$, el catión dentro del octaedro de oxígeno se disloca de su centro en dirección del eje óptico, lo que produce una fuerte polarización del cristal, esto mismo ocurre sin la aplicación de un campo eléctrico externo. En estos cristales se produce una fotocorriente una vez que los fotoelectrones son excitados a la banda de conducción, presentando una velocidad con dirección preferencial a lo largo del eje óptico. La corriente fotovoltaica es dada por:

$$j_{ph} = \beta_{ijk} E_j E_k^* , \quad (7)$$

donde los E_j y E_k son las componentes del campo de la onda luminosa, β_{ijk} es el tensor fotovoltaico. En la mayoría de los casos en que la red de difracción en cristales electro-ópticos se forma por el transporte de carga debido al campo fotovoltaico, esta hace uso de la componente β_{333} , y en este caso tenemos (Moharan, Gaylord y Magnusson 1979):

$$j_{ph} = -\beta_{333} E_3 E_3^* = -\beta_{333} I = -k_{ph} \alpha I , \quad (8)$$

Donde I es la intensidad luminosa, α es el coeficiente de absorción para la luz polarizada en la dirección z , que usualmente denominamos el eje óptico (o c), y k_{ph} es la constante fotovoltaica.

En el caso del dopaje del LiNbO_3 con Fe, se observa que la densidad de corriente fotovoltaica es proporcional a la concentración de Fe^{2+} el cual actúa como donador (trampa llena), y el Fe^{3+} actúa como aceptor (trampa vacía)

2.1.5 El cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$

Para aumentar el efecto fotorrefractivo del LiNbO_3 éste es dopado con óxido de hierro. El óxido de hierro introducido en el cristal de LiNbO_3 cumple el papel de aceptor /donador por medio de un cambio de valencia en Fe^{2+} y Fe^{3+} , en este material el Fe^{2+} actúa como centro donador de electrones y el Fe^{3+} como centro aceptor de electrones (Gunter 1988). El Fe^{2+} es fácilmente excitado por absorción de radiación de $\lambda=514.5$ nm. El electrón foto-excitado va hasta la banda de conducción y los electrones libres en la banda de conducción pueden ser atrapados por el centro aceptor de electrones (Fe^{3+}). Un parámetro importante en el proceso de registro holográfico es la conductividad, que en materiales fotorrefractivos está compuesta de dos contribuciones, una debida a la luz (fotoconductividad) y la otra debida a la excitación térmica de los portadores de carga en ausencia de luz; esa excitación térmica determina la conductividad en la oscuridad. La conductividad en la oscuridad determina el tiempo de vida de los hologramas en ausencia de luz. Una conductividad extremadamente baja (10^{-8} - 10^{-9}) ($1/\Omega\text{cm}$) en el LiNbO_3 es un factor que diferencia este cristal de otros cristales fotorrefractivos. Esta conductividad se determina por el estado de oxidación de los cristales, para la misma intensidad las muestras reducidas son más rápidas que las muestras oxidadas (I. Oliveira, J. Frejlich y L. Arizmendi, y otros 2005). Un holograma en la oscuridad puede permanecer desde meses hasta años, dependiendo del estado de oxidación del material. Las concentraciones de Fe^{2+} y

Fe^{3+} pueden ser controladas por procesos de tratamiento térmico a alta temperatura en atmósferas oxidantes o reductoras.

2.1.6 El cristal de LiNbO_3 dopado con hidrógeno

El hidrógeno está presente en el proceso de crecimiento de cristales de LiNbO_3 nominalmente puros, en la forma de ion OH^- , en concentraciones entre 10^{24} - 10^{25} m^{-3} . El modo más fácil de determinar la concentración de OH^- es midiendo la banda de absorción asociada a la vibración OH^- (Ver Figura 2.4). La cantidad de hidrógeno queda determinada por el proceso de crecimiento. El LiNbO_3 es crecido por el método Czocharalski a diferentes atmósferas, que siempre tienen una cierta concentración de humedad, ricas en OH^- el cual es incorporado en la red cristalina.

El hidrógeno también puede ser incorporado en la red después del crecimiento del cristal con un tratamiento térmico en una atmósfera de hidrógeno o en una atmósfera rica en vapor de agua, con una presión de 1-30 bar y temperatura por encima de 400°C , produciendo muestras oxidadas (transparentes). El tratamiento térmico en hidrógeno puro produce cristales fuertemente reducidos. El hidrógeno puede ser removido de la red de LiNbO_3 por un tratamiento térmico al vacío a una temperatura de 400°C . (Vormann, y otros 1981).

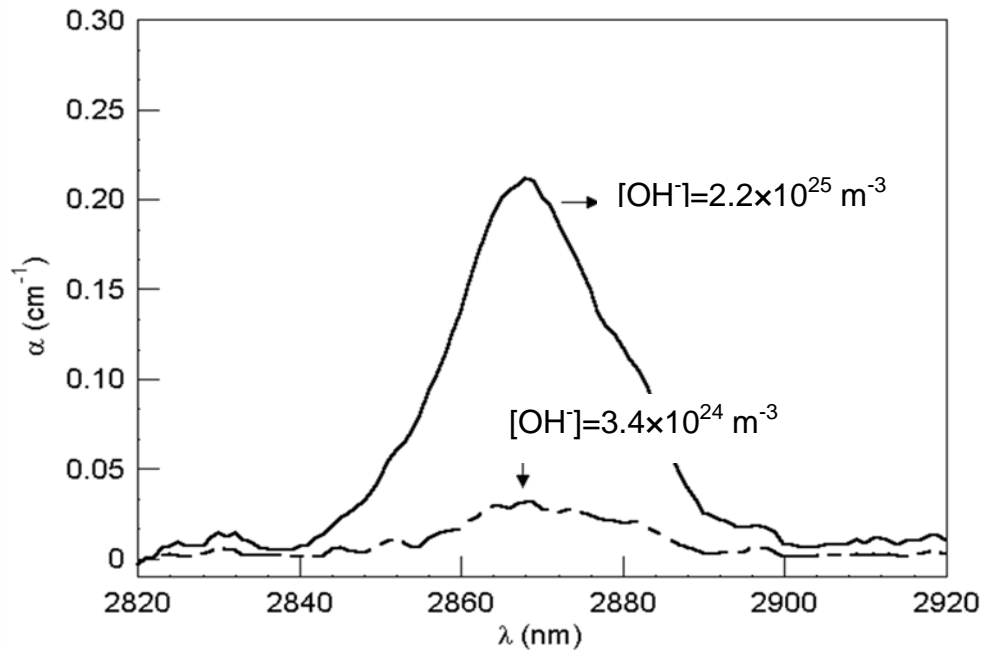


Figura 2.4. Espectro de absorción en el infrarrojo (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009).

2.2 El cristal $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$

El primer registro holográfico en este cristal fue realizado por Pencheva y Col. (Pencheva y Stepanov 1982) y el primer fijado usando temperatura y campo eléctrico, por MaCahon (McCahon, y otros 1989).

2.2.1 Estructura cristalina

Este material presenta una estructura cúbica centrada en el cuerpo (BCC), grupo 23, parámetro de red $10.176[\text{Å}]$, densidad $9.1 [\text{g}/\text{cm}^3]$, punto de fusión $875 [^\circ\text{C}]$. La estructura cristalina del $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ está formada por poliedros Bi-O, en los cuales los iones de Bi están unidos a cinco iones de oxígeno, formando una estructura octaédrica. La red poliédrica está conectada a tetraedros TiO_4 , cada tetraedro está formado por cuatro aniones de oxígeno, y el catión de Titanio Ti ocupa el intersticio del tetraedro (Fig. 2.5). El cristal BTO es crecido usando el método

Czochralski, fundiendo $\text{BiO}_3+\text{TiO}_2$ a una temperatura de $T_m=950^\circ\text{C}$.

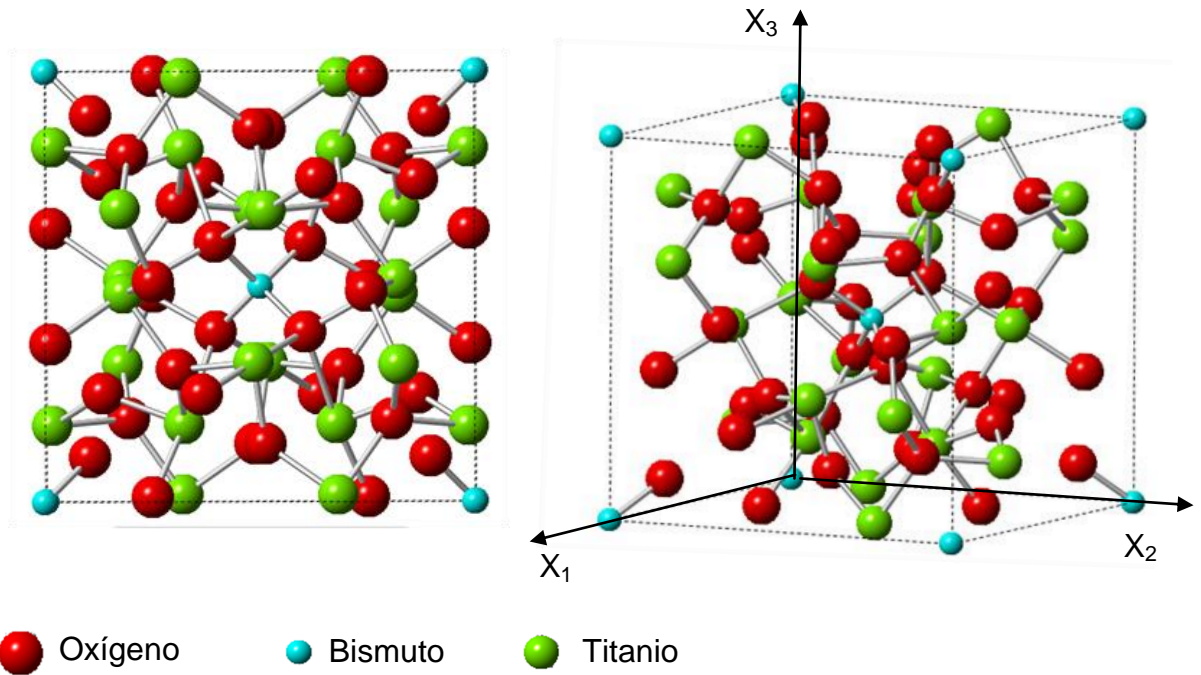


Figura 2.5 Ejes cristalográficos del cristal BTO (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

2.2.2 Índice de refracción

El índice de refracción se calcula mediante la siguiente ecuación (Riehemann, y otros 1997) (ver figura 2.6)

$$n(\lambda) = \frac{0.00863}{\lambda^4} + \frac{0.0199}{\lambda^2} + 2.46 \quad (9)$$

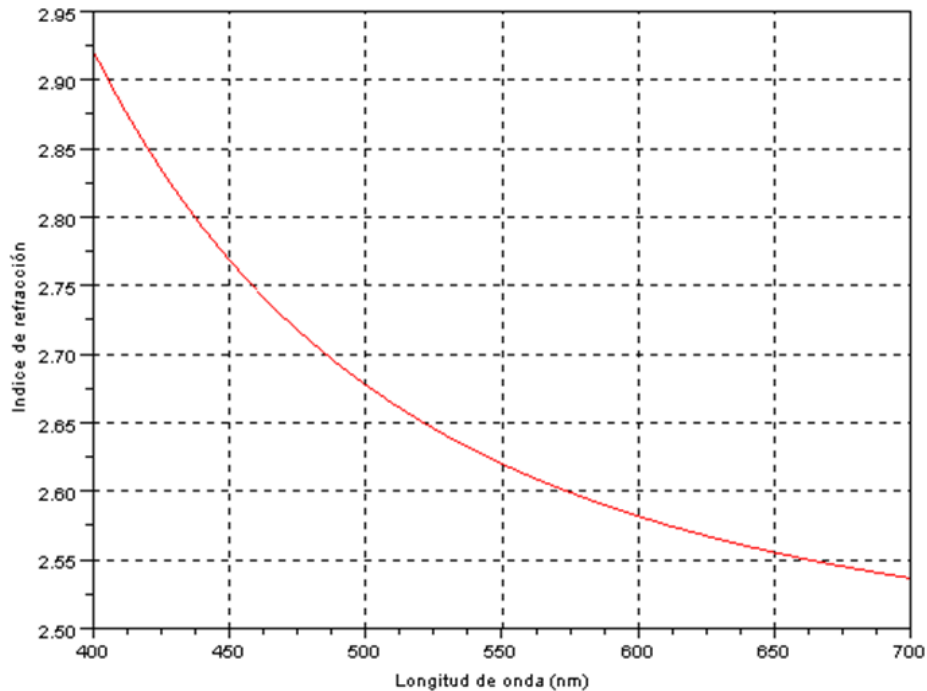


Figura 2.6 Índice de refracción del BTO (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

2.2.3 Coeficiente electroóptico

La variación de índice de refracción está relacionada con el campo eléctrico local por medio del coeficiente electroóptico, por lo tanto es importante conocer las propiedades de simetría del tensor electroóptico del cristal. En general, podemos caracterizar las variaciones inducidas en los índices de refracción de un cristal electroóptico por un campo eléctrico E_i de la siguiente manera:

$$\Delta = \left(\frac{1}{n^2} \right)_{ij} = r_{ijk} E_k + R_{ijkl} E_k E_l \quad (10)$$

Donde el r_{ijk} es el tensor electroóptico asociado al efecto Pockels, e R_{ijkl} es el tensor electroóptico cuadrático asociado al efecto Kerr.

El tensor $(1/n^2)_{ij}$ es simétrico en relación al cambio de índices i e j , a través de la siguiente relación:

$$r_{ijk} = r_{jik} \quad (11)$$

Es posible escribir aquellos tensores en una notación reducida, de modo que para cristales que presentan estructura cúbica con grupo de simetría 23 tenemos:

$$(r_{ij}) = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix} \quad (12)$$

Donde los términos $r_{63} = r_{52} = r_{41}$, y la ecuación del elipsoide de índices queda:

$$\frac{X_1^2}{n_0^2} + \frac{X_2^2}{n_0^2} + \frac{X_3^2}{n_0^2} + 2r_{41}E_1X_2X_3 + 2r_{41}E_2X_1X_3 + 2r_{41}E_3X_1X_2 = 0 \quad (13)$$

Donde X_3 es paralelo al eje [001] del cristal, e X_1 y X_2 son ortogonales entre sí y bisectores de los ejes [110] y [$\bar{1}\bar{1}$ 0].

Usualmente trabajamos en una configuración en que el patrón de luz es proyectado en la cara (110), y por lo tanto el campo eléctrico interno o externo está a lo largo del eje [110]. Haciendo una rotación de 45° en torno del X_3 , de modo que los ejes X_1 , X_2 , X_3 coinciden con los ejes cristalinos, y en seguida una nueva rotación de 45° en el eje [$\bar{1}\bar{1}$ 0], vamos a obtener nuevos ejes x, y, z en función de los cuales tendremos:

$$x^2 \left(\frac{1}{n_0^2} - r_{41}E \right) + y^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{41}E \right) + \frac{z^2}{n_0^2} = 1 \quad (14)$$

Observando que:

$$\frac{1}{n_0^2} = \frac{1}{n_0^2} - r_{41}E \quad (15)$$

Podemos escribir

$$n_x = n_0 \left(1 + \frac{r_{41} n_0^2 E}{2} \right) \quad (16)$$

$$n_y = n_0 \left(1 - \frac{r_{41} n_0^2 E}{2} \right) \quad (17)$$

$$n_z = n_0 \quad (18)$$

De modo que la variación de índice que tenemos:

$$\Delta n = \frac{r_{41} n_0^2 E}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (19)$$

Que nos da la variación del índice de refracción en torno del índice medio (n_0), en relación a los ejes x, y, z, $r_{41}=5 \times 10^{-12} \text{ V/m}$.

2.2.4 Actividad óptica

Para determinar el poder rotatorio colocamos el cristal entre un polarizador y un analizador e iluminamos con el láser colimado. Las longitudes de onda usadas son 514.5 nm del láser de argón y 633 nm del láser de helio. Medimos el ángulo de rotación de la onda plana polarizada, rotando el analizador hasta tener un mínimo de irradiancia, la cual es medida con un diodo detector (Ver Figura 2.7). La actividad óptica medida para 514.5 nm fue de 11.5 °/mm, y para 632.5 nm fue de 6.3°/mm. Estos valores se ajustan a los valores reportados en la literatura. (Papazoglou, Apostolidis y Vanidhis 1997).

3 HOLOGRAMAS FOTORREFRACTIVOS

Los hologramas fotorrefractivos de Bragg se forman por el patrón de interferencia de luz de dos haces coherentes dentro del volumen del cristal fotorrefractivo (Ver grafico 3.1). Este patrón de interferencia modula el índice de refracción, creando un holograma volumétrico de fase. Para poder hacer hologramas fotorrefractivos necesitamos de cristales que presenten dos propiedades: la fotoconductividad y la electroóptica.

- **Propiedad fotoconductor:** Permite excitar una densidad de carga a la banda de conducción por absorción de fotones, desde estados localizados en la banda prohibida que funcionan como donadores o trampas de portadores de carga.
- **Propiedad electroóptica:** El índice de refracción es modificado por campo eléctrico externo o interno en el cristal. El campo eléctrico introduce una anisotropía, modificando el tensor dieléctrico y con ello el índice de refracción.

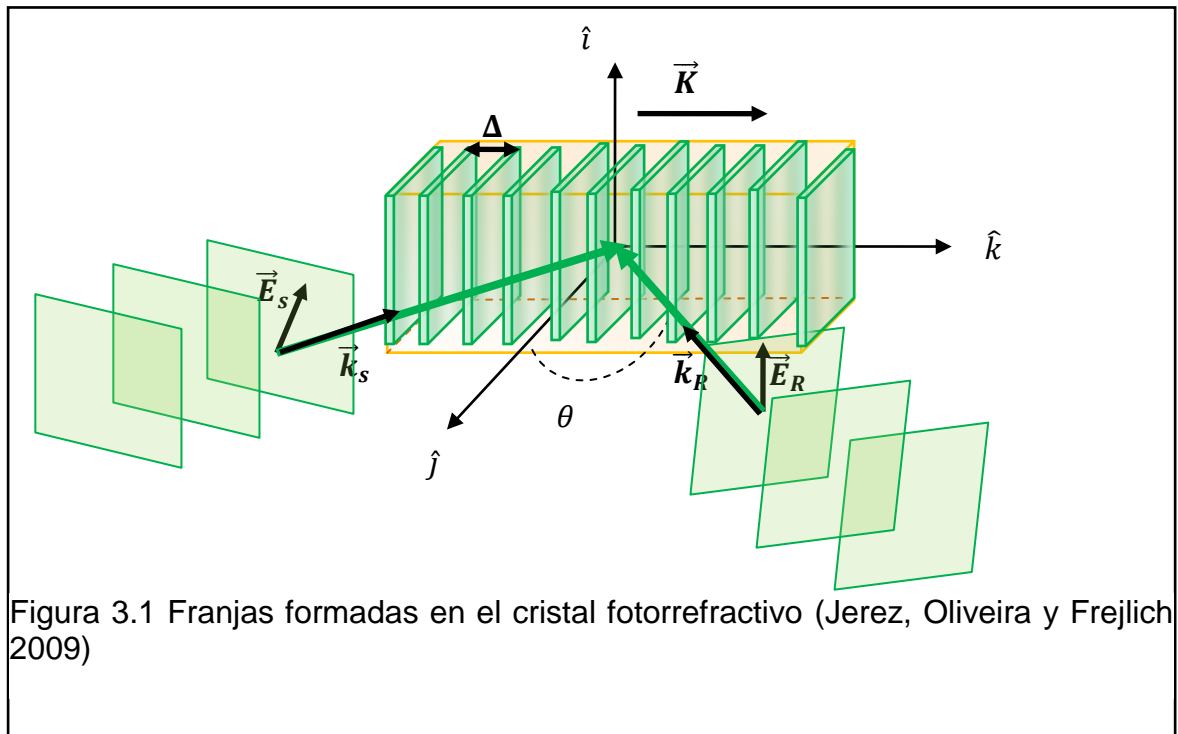
Los procesos de excitación, transporte y captura de los portadores de carga, que permiten la formación del campo interno en los cristales, por la interferencia de dos haces de luz en un cristal fotorrefractivo se explican mediante varios modelos de acuerdo a los portadores de carga involucrados en el registro,

- Un defecto y una banda de energía,
- Un defecto y dos bandas de energía
- Dos defectos y dos bandas de energía.

A continuación mostraremos como se construye el patrón de interferencia y cómo se explica el efecto fotorrefractivo usando el modelo de un defecto y una banda de energía.

3.1 Franjas de interferencia

Un patrón intensidad sinusoidal se forma físicamente por la superposición de dos ondas electromagnéticas planas coherentes. Una de referencia $\vec{E}_S(0)$ con vector de propagación \vec{k}_S y otra llamada objeto $\vec{E}_R(0)$ con vector de propagación \vec{k}_R . Como se observa en el grafico 3.1,



Donde 2θ es el ángulo entre \vec{k}_S y \vec{k}_R . El campo eléctrico para la superposición de estas dos ondas es dado por:

$$\vec{E} = \vec{E}_R \exp\{i(\vec{k}_R \cdot \vec{r} - \omega t)\} + \vec{E}_S \exp\{i(\vec{k}_S \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)\} \quad (20)$$

Donde \vec{E}_R y \vec{E}_S son los vectores del campo eléctrico de los haces, ϕ es la diferencia de fase entre los haces, ω es la frecuencia de la onda electromagnética. La irradiancia (I) es igual al cuadrado de la amplitud de la suma de los campos eléctricos:

$$I = \frac{1}{2} \epsilon v |\vec{E}|^2 = \frac{1}{2} \epsilon v |\vec{E}_R + \vec{E}_S|^2 \quad (21)$$

Donde ϵ es la permitividad eléctrica del cristal y v la velocidad de la onda. Reemplazando (20) en (21) tenemos:

$$I = I_0 \left[1 + \frac{m}{2} \exp(iKz) + \frac{m^*}{2} \exp(-iKz) \right] = I_0 [1 + |m| \cos(\vec{K} \cdot z\hat{k} + \phi)] \quad (22)$$

Definimos el vector de onda de la red \vec{K} , su norma es esta relacionada con el periodo de las franjas (Δ),

$$\vec{K} = \vec{K}_S - \vec{K}_R \quad y \quad |\vec{K}| = \frac{2\pi}{\Delta}, \quad (23)$$

Con los vectores de propagación definidos según el sistema de referencia de la grafica 3.1 tenemos

$$\vec{K}_S = |\vec{K}_S| \text{sen}(\theta) \hat{k} - |\vec{K}_S| \text{cos}(\theta) \hat{j} \quad (24)$$

$$\vec{K}_R = -|\vec{K}_R| \text{sen}(\theta) \hat{k} - |\vec{K}_R| \text{cos}(\theta) \hat{j} \quad (25)$$

Remplazando (24) y (25) en (23) tenemos un vector de red así

$$\vec{K} = 2|\vec{K}_R| \text{sen}(\theta) \hat{k} \quad (26)$$

Y su magnitud

$$|\vec{K}| = 2|\vec{K}_R| \text{sen}(\theta) = \frac{2\pi}{\Delta} \quad (27)$$

Lo que nos permite calcula el periodo de las franjas

$$\Delta = \frac{\lambda}{2 \text{sen}(\theta)} \quad (28)$$

La relación entre las intensidades es dada por

$$I_0 = I_R + I_S, \quad (29)$$

Con

$$I_R = \frac{1}{2} \epsilon v |\vec{E}_R|^2, \quad I_S = \frac{1}{2} \epsilon v |\vec{E}_S|^2 \quad (30)$$

y m es el índice de modulación complejo:

$$m = |m| \exp(i\phi) \quad |m| = 2 \frac{|E_R| |E_S|}{|\vec{E}_R|^2 + |\vec{E}_S|^2} \cos(\vec{E}_R, \vec{E}_S) \quad (31)$$

El valor máximo de intensidad se calcula de la siguiente forma

$$I_{max} = I_0(1 + |m|) \quad (32)$$

El valor mínimo de intensidad es dado por

$$I_{min} = I_0(1 - |m|) \quad (33)$$

Con (32) y (33) podemos definir el contraste o la visibilidad de las franjas

$$m = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (34)$$

Que es idéntica a la parte real de la modulación compleja (Ecuación 31)

3.2 Modelo de un defecto y una banda de energía

El sistema de ecuaciones que describe la formación del campo espacial de carga (E_{sc}), se llaman ecuaciones de Kukhtarev. (Kukhtarev, y otros 1979). Está conformada por una ecuación que expresa la dinámica de generación y recombinación de portadores de carga, la cual llamaremos la tasa de ionización

de defectos, la cual está relacionada con ecuación de continuidad, que tiene en cuenta el flujo de saliente de portadores de carga en la regiones iluminadas y su disminución en la concentración de portadores de carga. Esta redistribución de la carga de regiones iluminadas a oscuras por la ecuación de Gauss para calcular el campo eléctrico interno (E_{sc}). Veremos en detalle cada una de estas ecuaciones.

3.2.1 Rata de ionización de defectos

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta_T)(N_D - N_D^+) - \gamma_R n_e N_D^+ \quad (35)$$

La primera ecuación es el número de defectos ionizados por unidad de tiempo, como se observa la rata de ionización depende de la intensidad de la luz (I) por la sección eficaz de choque sI , el número de donadores no ionizados (N_D), el índice de excitación térmica (β_T) y el número de donadores ionizados (N_D^+). Como se puede ver la rata de ionización es un balance entre la generación representada en el primer término del lado derecho:

$$G = (sI + \beta_T)(N_D - N_D^+) \quad (36)$$

y la captura de electrones representada por el segundo término, que depende del índice de recombinación γ_R y la densidad de electrones libres n_e :

$$R = \gamma_R n_e N_D^+ \quad (37)$$

3.2.2 Ecuación de continuidad para los electrones libres

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} + \frac{1}{e} (\nabla \cdot \vec{j}) \quad (38)$$

(e) es la carga del electrón ($e=1.602 \times 10^{-19}$ C) y \vec{j} es la densidad de corriente, la cual tiene tres componentes: la corriente de arrastre (producida por campos eléctricos), la corriente de difusión (producida por el gradiente de la densidad de portadores foto-excitados) y para materiales fotovoltaicos, tenemos una corriente producida por la asimetría cristalina, corriente fotovoltaica. La expresión para la densidad de corriente teniendo en cuenta todas las contribuciones está dada por:

$$\vec{J} = e\mu n_e \vec{E} - k_B T \mu \nabla n_e + k_{ph} s I (N_D - N_D^+) \quad (39)$$

Donde μ es la movilidad de los electrones libres, \mathbf{E} es el campo eléctrico ($\mathbf{E} = \mathbf{E}_{sc} + \mathbf{E}_0$) compuesto por el campo espacial de carga y un campo eléctrico aplicado, k_B es la constante de Boltzmann, T la temperatura y k_{ph} la constante fotovoltaica.

3.2.3 La ecuación de Gauss para el campo eléctrico

$$\varepsilon_0 \nabla \cdot \epsilon \vec{E} = e(N_A + n_e - N_D^+) \quad (40)$$

Donde ε_0 es la permitividad del vacío y ϵ la constante dieléctrica relativa. Al conjunto de las cuatro ecuaciones (35), (38), (40) se les llama “ecuaciones de Kukhtarev”.

3.2.4 Solución independiente del tiempo, intensidad sinusoidal

Podemos considerar dos diferentes situaciones físicas la primera, considerando que no existe corriente fotovoltaica, como es el caso de cristales selenitas, y la segunda teniendo en cuenta la corriente fotovoltaica, para el Niobato de Litio. Las ecuaciones de Kukhtarev para el primer caso son

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta_T)(N_D - N_D^+) - \gamma_R n_e N_D^+ \quad (41)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} + \frac{1}{e} \left(\frac{\partial J}{\partial x} \right) \quad (42)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon \varepsilon_0} (N_A + n_e - N_D^+) \quad (43)$$

$$J = e\mu n_e E_0 - k_B T \mu \frac{dn}{dx} \quad (44)$$

La ecuación de rata de ionización, considerando que la $G=R$, $\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial n_e}{\partial t} = 0$

$$\left(\frac{sI}{h\nu} + \beta_T\right)(N_D - N_D^+) - \gamma_R n_e N_D^+ = 0 \quad (45)$$

$$n_e = \frac{\left(\frac{sI}{h\nu} + \beta_T\right)(N_D - N_D^+)}{\gamma_R N_D^+}, \quad (46)$$

n_e densidad de electrones en función de la intensidad.

Reemplazando el tiempo de vida del electrón libre (τ):

$$\tau \equiv \frac{1}{\gamma_R N_D^+} \quad (47)$$

Tenemos:

$$n_e = \left(\frac{sI}{h\nu} + \beta_T\right)\tau(N_D - N_D^+) \quad (48)$$

Asumiendo un $\beta_T \approx 0$ tenemos:

$$n_e \approx \left(\frac{sI}{h\nu}\right)\tau(N_D - N_D^+) = (N_D - N_D^+)\tau \frac{sI_0}{h\nu} (1 + m \cos Kx) = n_0(1 + m \cos Kx)$$

La ecuación de continuidad

$$\frac{1}{e} \left(\frac{\partial J}{\partial x}\right) = 0 \quad (49)$$

la densidad de corriente es constante J_0 , usamos la relación de Einstein entre la movilidad (μ) y el coeficiente de difusión (D):

$$\mu = \frac{eD}{k_B T} \quad (50)$$

Tenemos que J_0 es:

$$J_0 = e\mu n_e E_0 - eD \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (51)$$

Reemplazando la densidad de electrones n_e :

$$J_0 = e\mu n_0(1 + m\cos(Kx))E - eKDn_0 m\text{sen}(Kx) \quad (52)$$

$$E = \frac{J_0}{e\mu n_0(1 + m\cos(Kx))} + m \frac{KD}{\mu} \frac{\text{sen}(Kx)}{1 + m\cos(Kx)} \quad (53)$$

Aplicando la condición de neutralidad eléctrica:

$$V_0 = \int_0^L E dx \quad (54)$$

La integral da:

$$E_{SC} = E_0 \frac{\sqrt{1 - m^2}}{1 + m\cos(Kx)} + mE_D \frac{\text{sen}(Kx)}{1 + m\cos(Kx)} \quad (55)$$

E_0 es el campo eléctrico externo aplicado:

$$E_0 \equiv \frac{V_0}{L} = \frac{J_0}{e\mu n_0} \frac{1}{\sqrt{1 - m^2}} \quad (56)$$

y E_D es el campo eléctrico de difusión:

$$E_D \equiv \frac{KD}{\mu} \quad (57)$$

Para el caso de solo difusión, ausencia de campo eléctrico externo y modulación $m \ll 1$, el campo espacial de carga E_{SC} se aproxima a:

$$E_{SC} = mE_D \text{sen}(Kx) \quad (58)$$

Se puede observar que el campo eléctrico formado debido a cargas foto generadas está desfasado $\pi/2$ en relación con el patrón de luz incidente sobre el material fotorrefractivo. De la ecuación (19) vemos que la modulación está en fase con el campo eléctrico, entonces la fase del holograma $\phi_p = \pi/2$ con respecto a las franjas.

En la presencia de campo eléctrico externo, la fase holográfica (ϕ_p) en los cristales selenitas, BTO, BGO, BSO, puede tomar diferentes valores, dependiendo de la intensidad del campo eléctrico externo aplicado.

3.2.5 Solución dependiente del tiempo, aproximación del primer armónico espacial

En este análisis teórico de los mecanismos de registro usamos la distribución sinusoidal de intensidad de luz del patrón de interferencia

$$I = I_0 \left[1 + \frac{m}{2} \exp(iKz) + \frac{m^*}{2} \exp(-iKz) \right] \quad (59)$$

Esta aproximación es válida cuando tenemos una visibilidad de las franjas $m \ll 1$, entonces podemos escribir las variables dinámicas como: (Gunter 1988) (página 262):

$$n(x, t) = n_0 + \frac{n_0}{2} [a(t)e^{iKx} + a(t)^*e^{-iKx}] \quad (60)$$

$$N_D^+(x, t) = N_D^+ + \frac{N_D^+}{2} [A(t)e^{iKx} + A(t)^*e^{-iKx}] \quad (61)$$

$$E(x, t) = E_0 + \frac{1}{2} [E_{SC}(t)e^{iKx} + E_{SC}(t)^*e^{-iKx}] \quad (62)$$

$$N_D^+ = N_A^- - n_0 \approx N_A^- \quad (63)$$

E_0 : Campo externo aplicado

E_{SC} : Amplitud del campo generado

n_0 : Densidad media de fotoelectrones en la banda de conducción para la intensidad I_0 .

N_D^+ : Densidad media de aceptores.

Reemplazando estas aproximaciones que son validas $m \ll 1$, y tiempo de vida de los electrones τ menores que el tiempo de registro del holograma τ_{SC} , ósea, en régimen cuasi estacionario. Las ecuaciones de Kukhtarev nos genera esta ecuación diferencial para la evolución del campo espacial de carga en función del tiempo $E_{SC}(t)$:

$$\frac{\partial E_{SC}(t)}{\partial t} = \frac{m(E_{ph} + iE_D) + E_{SC}(t)(1 + K^2 l_s^2 - iK l_{ph} \frac{N_D^+}{N_D})}{\tau_M(1 + K^2 L_D^2)}, \quad (64)$$

L_D : Longitud de difusión de los portadores

$$L_D \equiv \sqrt{D\tau} \quad (65)$$

l_s : Longitud de Debye

$$l_s \equiv \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 k_B T}{e^2 (N_D)_{eff}}} \quad (66)$$

$(N_D)_{eff}$: Concentración de trampas efectivas

$$(N_D)_{eff} = \frac{N_D^+ (N_D - N_D^+)}{N_D} \quad (67)$$

L_{ph} : Longitud fotovoltaica

$$L_{ph} \equiv \mu\tau E_{ph} \quad (68)$$

E_{ph} : Campo fotovoltaico

$$E_{ph} = \frac{k_{ph} I_{abs}}{\sigma d} \quad (69)$$

I_{abs} : Intensidad absorbida por la muestra

τ_M : Tiempo de relajación de Maxwell son:

$$\tau_M \equiv \frac{\epsilon \epsilon_0}{e \mu n_0} \quad (70)$$

Rescribiendo (64)

$$\frac{\tau_M(1 + K^2 L_D^2)}{(1 + K^2 l_s^2 - iKl_{ph} \frac{N_D^+}{N_D})} \frac{\partial E_{SC}(t)}{\partial t} + E_{SC}(t) = \frac{m_{eff}(E_{ph} + iE_D)}{(1 + K^2 l_s^2 - iKl_{ph} \frac{N_D^+}{N_D})}, \quad (71)$$

El coeficiente que acompaña al campo en el lado izquierdo de la ecuación es el tiempo de registro del holograma (τ_{SC}):

$$\tau_{SC} = \tau_M \frac{(1 + K^2 L_D^2)}{(1 + K^2 l_s^2 - iKl_{ph} \frac{N_D^+}{N_D})}, \quad (72)$$

Haciendo las sustituciones podemos escribir la ecuación de esta forma:

$$\tau_{SC} \frac{\partial E_{SC}(t)}{\partial t} + E_{SC}(t) = mE_{eff}, \quad (73)$$

Con

$$E_{eff} = \frac{(E_{ph} + iE_D)}{(1 + K^2 l_s^2 - iKl_{ph} \frac{N_D^+}{N_D})}, \quad (74)$$

Asumiendo un m constante se puede resolver la ecuación:

$$E_{SC}(t) = mE_{eff}(1 - e^{-t/\tau_{sc}}) \quad (75)$$

Para $t \rightarrow \infty$ tenemos que:

$$E_{SC}(t) = -mE_{eff} \quad (76)$$

La fase del holograma ϕ_p es calculada con:

$$\tan \phi_p = \frac{\Im\{E_{eff}\}}{\Re\{E_{eff}\}} \quad (77)$$

para materiales fotovoltaicos puede tomar valores entre 0 y $\pi/2$. Para materiales fuertemente fotovoltaicos con el Niobato de litio, la fase es 0 o π

3.3 Eficiencia de difracción

Para caracterizar el holograma fotorrefractivo, calculamos su eficiencia de difracción, utilizando la teoría de ondas acopladas de Kogelnik; en este modelo la eficiencia se escribe de la siguiente manera:

$$\eta = \sin^2 \left[\frac{\pi \Delta n d}{\lambda \cos(\theta)} \right] \quad (78)$$

Donde d , λ , θ y Δn son el espesor del cristal, la longitud de onda, el ángulo de incidencia y la amplitud de la modulación del índice de refracción que está relacionada con el campo espacial de carga:

$$\Delta n = \frac{n^3 r_{eff} |E_{sc}|}{2} \quad (79)$$

n , r_{eff} , E_{sc} son el índice de refracción, el coeficiente electroóptico y la amplitud del campo espacial de carga.

3.3.1 Eficiencia de difracción con ángulo fuera de Bragg

Para medir la eficiencia de difracción el haz es dirigido al cristal en ángulos $\theta_0 + \bar{\theta}$ donde $\bar{\theta}$ es el desplazamiento desde el ángulo de Bragg θ_0 para el haz de prueba con una divergencia angular de a . La eficiencia de difracción es medida en función de $\bar{\theta}$ es representada por:

$$\bar{\eta}(\bar{\theta}) = \frac{P^d(\bar{\theta})}{P^{to}} \quad (80)$$

La potencia del haz difractada P^d es la convolución de la eficiencia fuera de Bragg y la divergencia del haz:

$$P^d(\theta) \equiv \eta(\bar{\theta}) \otimes e^{-\frac{2\theta^2}{a^2}} = \int_{\bar{\theta}}^{\bar{\theta}} \eta(\theta) e^{-\frac{2(\theta-\bar{\theta})^2}{a^2}} d\theta \quad (70)$$

$$P^{to}(\theta) \equiv \int_{\bar{\theta}-\pi/2}^{\bar{\theta}+\pi/2} e^{-\frac{2(\theta-\bar{\theta})^2}{a^2}} d\theta = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} e^{-\frac{2\theta^2}{a^2}} d\theta \quad (81)$$

P^{to} es la potencia difractada más la transmitida, la eficiencia de difracción ligeramente fuera de Bragg es dada por:

$$\bar{\eta}(\bar{\theta}) \equiv \frac{\sin^2 \sqrt{v^2 + \xi^2}}{1 + \xi^2/v^2} \quad (82)$$

Con

$$v = \frac{\pi \Delta n d}{\lambda_0} \quad (83)$$

$$\xi = \frac{K\bar{\theta}d}{\lambda_0} \frac{\sqrt{1 - \frac{K^2\lambda_0^2}{16\pi^2}}}{\sqrt{n_e^2 - \frac{K^2\lambda_0^2}{16\pi^2}}} \quad (84)$$

Donde λ_0 es la longitud de onda usada para medir y $\bar{\theta}$ es el ángulo fuera de Bragg, ambos medidos en el aire, d es el espesor del cristal, Δn es la modulación del índice de refracción.

3.3.2 Auto difracción

La naturaleza dinámica del registro holográfico en cristales fotorrefractivos, hace que los haces de registro del holograma y los haces difractados interactúen, modificando el patrón de intensidad original y el registro del holograma, Este efecto es llamado de auto difracción. Si la diferencia en entre los haces es cero, podemos tener una amplificación de la señal, acoplamiento en amplitud. Si la diferencia es $\pi/2$, y las intensidades de los haces de registro son diferentes la interacción de los haces genera una inclinación del holograma, producto del cambio de fase de los haces de registro en el volumen. En la presencia de auto difracción (mezclado de ondas), la eficiencia de difracción para la red registrada es (Kukhtarev, y otros 1979)

$$\eta(d) = \frac{2\beta^2}{1 + \beta^2} \frac{\cosh\left(\frac{\Gamma d}{2}\right) + \cos\left(\frac{\gamma d}{2}\right)}{\beta^2 e^{-\frac{\Gamma d}{2}} + e^{\frac{\Gamma d}{2}}} \quad (85)$$

Con

$$\Gamma = \frac{2\pi n^3 r_{eff}}{\lambda \cos\theta} \Im\{E_{eff}\} \quad (86)$$

$$\gamma = \frac{2\pi n^3 r_{eff}}{\lambda \cos\theta} \Re\{E_{eff}\} \quad (87)$$

Para el caso de hologramas locales $\Gamma = 0$

$$\eta(d) = \frac{4\beta^2}{1 + \beta^2} \sin^2(\gamma d) \quad (88)$$

Y $\beta = 1$, permite una diferencia de fase entre el haz de registro y el difractado constante, se consigue que el holograma no se incline y se puedan obtener hologramas con eficiencias de difracción $\eta = 1$

$$\eta(d) = \sin^2(\gamma d) \quad (89)$$

Donde d es el espesor del material, γ depende del ángulo de incidencia dentro del material, y la aparte real del campo efectivo.

$$E_{eff} = \frac{(E_{ph} + iE_D)}{(1 + K^2 l_s^2 - iK l_{ph} \frac{N_D^+}{N_D})} , \quad (90)$$

Que depende de la intensidad de los campos fotovoltaico. Para el Niobato de Litio $K^2 l_s^2 \approx 10^{-2}$, en este caso

$$E_{eff} \approx E_{ph} , \quad (90)$$

3.3.3 Selectividad angular y de longitud de onda

La ecuación (71) es una función aguda centrada en θ_0 que representa el ancho de la selectividad angular ($\Delta\theta = \bar{\theta}$) característico de una rejilla de volumen de periodo corto. Esta rejilla también tiene una selectividad de longitud de onda asociada ($\Delta\lambda_0$) que está relacionada de la siguiente forma:

$$\frac{\Delta\theta_0}{\Delta\lambda_0} = \frac{\bar{\theta}}{\Delta\lambda_0} = \frac{K}{\sqrt{16\pi^2 - K^2 \lambda_0^2}} \quad (91)$$

La cual es calculada desde la relación de Bragg:

$$K = \frac{4\pi}{\lambda_0} \sin(\theta_0) \quad (92)$$

3.4 Holograma fotorrefractivo auto estabilizado

Los hologramas dependen en su mayor parte, de la estabilidad del patrón de interferencia. Pero en el ambiente de laboratorio, los haces de registro son afectados por las normales perturbaciones ambientales y mecánicas, cambiando la diferencia de fase ϕ entre el haz de referencia y objeto, produciendo un desplazamiento aleatorio de las franjas de interferencia. Una forma de solucionar este problema es introducir un desfase sincrónico en el haz objeto que hará oscilar el holograma alrededor de un estado estacionario con una pequeña amplitud. Esta modulación de la fase, genera modos armónicos, que esta relacionados con la diferencia de fase, entre holograma y el patrón de interferencia, si las franjas se desplazan, cambia la relación de fase. La técnica de auto estabilización consiste en mantener esta relación de fase constante, con desplazamientos del modulador, fijando la diferencia de fase entre el haz transmitido y el difractado en un valor determinado, para mantener el holograma estable. Esta técnica es muy importante en el grabado de hologramas en cristales como el $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, por sus largos tiempo de registro, alrededor de dos horas, en este caso es indispensable la auto estabilización para evitar que el holograma se deforme.

3.4.1 Oscilación de las franjas de interferencia

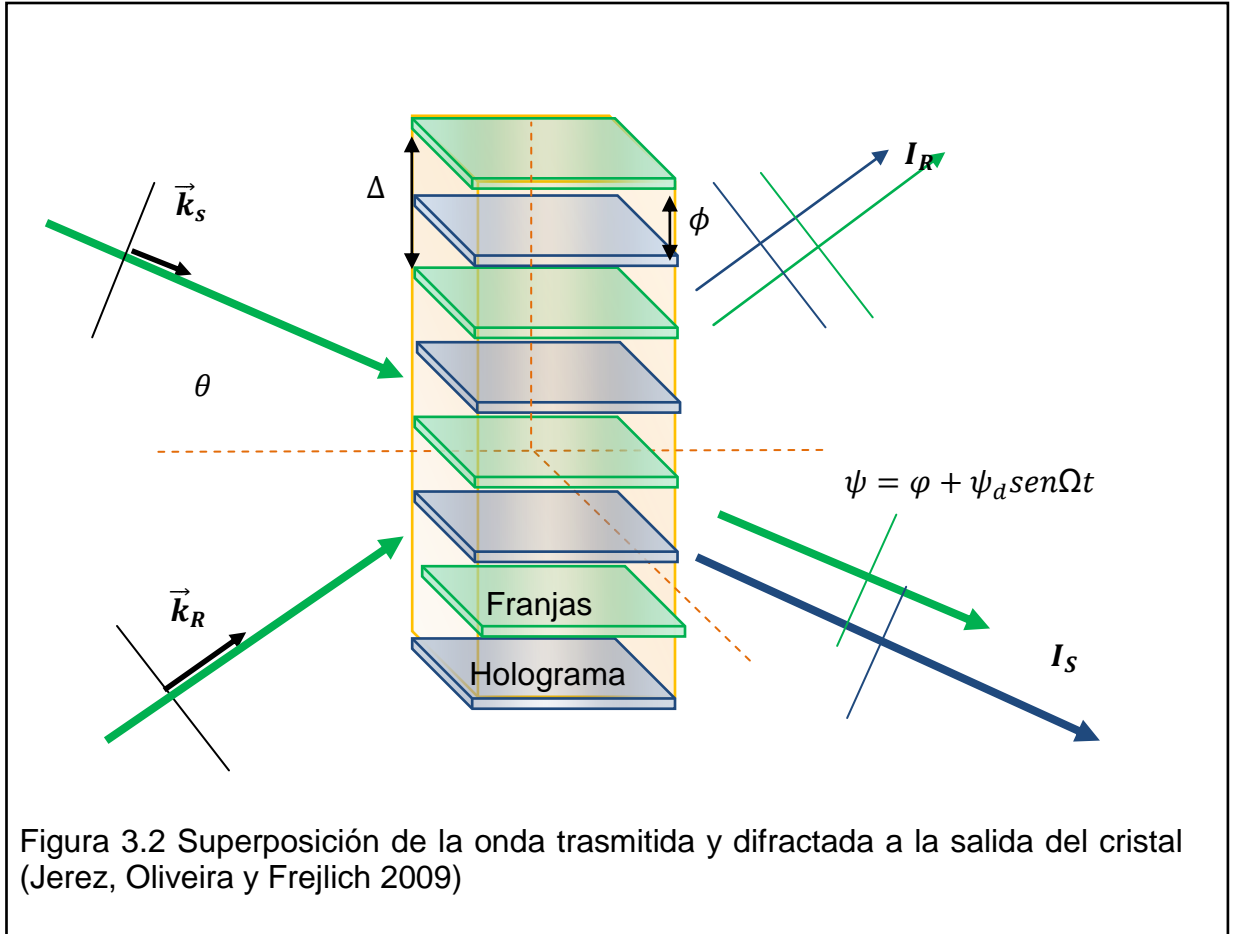
La estabilización se basa en la oscilación de las franjas de interferencias, producida por la superposición de los haces de registro y objeto

$$\vec{E} = \vec{E}_R \exp\{i(\vec{K}_R \cdot \vec{r} - \omega t)\} + \vec{E}_S \exp\{i(\vec{K}_S \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)\}, \quad (93)$$

Utilizando un modulador de fase, PZT (ver figura 3.2), se introduce un desfase sinusoidal de amplitud ψ_d y frecuencia Ω en el haz objeto, $(\psi_d \sin \Omega t)$.

$$\vec{E} = \vec{E}_R \exp\{i(\vec{K}_R \cdot \vec{r} - \omega t)\} + \vec{E}_S \exp\{i(\vec{K}_S \cdot \vec{r} - \omega t + \phi + \psi_d \text{sen} \Omega t)\} \quad (94)$$

ψ_d Debe ser pequeño, y Ω debe ser mucho mayor, que el inverso del tiempo de registro del holograma, para considerar el holograma estático.



En este caso el patrón de interferencia es dado por

$$I = I_0 [1 + m \cos(\vec{K} \cdot z \hat{k} + \phi + \psi_d \text{sen} \Omega t)] \quad (95)$$

Cuando el cristal es colocado en la región de interferencia de los haces incidentes, (Figura 3.2) a la salida del cristal se presentan dos haces, el transmitido y el difractado, con diferencia de fase ψ ,

$$\psi = \phi + \psi_d \text{sen} \Omega t \quad (96)$$

Donde φ para un holograma en ausencia de auto difracción es

$$\varphi = \phi_P + \frac{\pi}{2} \quad (97)$$

En la ausencia de auto difracción φ es la diferencia de fase entre los haces transmitido y difractado en la salida del cristal, ϕ_P es la diferencia de fase entre el holograma y las franjas. Considerando polarizaciones paralelas. La superposición de los campos de las ondas difractada y transmitida, tienen a la salida del cristal intensidades

$$I_S = I_S^0(1 - \eta) + I_R^0\eta + 2\sqrt{\eta(1 - \eta)}\sqrt{I_S^0 I_R^0} \cos(\varphi + \psi_d \text{sen}\Omega t) \quad (98)$$

$$I_R = I_R^0(1 - \eta) + I_S^0\eta - 2\sqrt{\eta(1 - \eta)}\sqrt{I_S^0 I_R^0} \cos(\varphi + \psi_d \text{sen}\Omega t) \quad (99)$$

Donde I_R^0 y I_S^0 son las intensidades a la entrada del cristal, η es la eficiencia de difracción. Expandiendo la intensidad I_S en términos ψ_d ,

$$\begin{aligned} & \cos(\varphi + \psi_d \text{sen}\Omega t) \\ &= \cos(\varphi) \left[J_0(\psi_d) + \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\psi_d) \cos(2n\Omega t) \right] \\ & - \sin(\varphi) \left[2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n+1}(\psi_d) \text{sen}[(2n + 1)\Omega t] \right] \end{aligned} \quad (100)$$

Podemos escribir I_S en una serie de armónicos

$$I_S = I_S^{dc} + I_S^{\Omega} \text{sen}(\Omega t) + I_S^{2\Omega} \cos(2\Omega t) + \dots \quad (101)$$

Donde I_S^{Ω} y $I_S^{2\Omega}$ son los términos armónicos en Ω del primer y segundo armónico para la irradiancia:

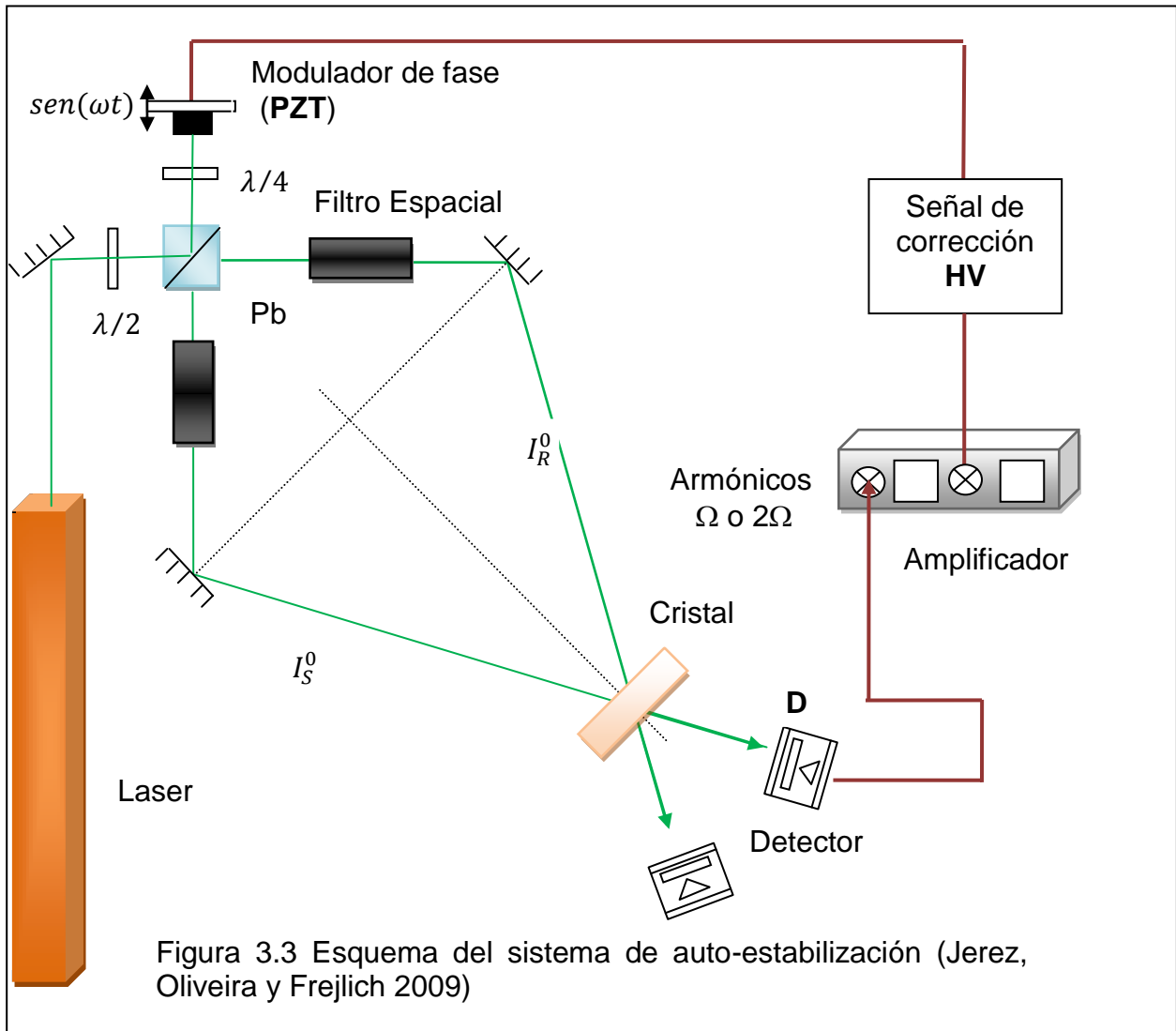
$$I_S^\Omega = 4J_1(\psi)\sqrt{\eta(1-\eta)}\sqrt{I_S^0 I_R^0} \text{sen}(\varphi) \quad (102)$$

$$I_S^{2\Omega} = 4J_2(\psi)\sqrt{\eta(1-\eta)}\sqrt{I_S^0 I_R^0} \text{cos}(\varphi) \quad (103)$$

Donde J_i son las funciones de Bessel. La fase φ depende del tipo de material, fotovoltaico o no fotovoltaico, y en el caso de los fotovoltaicos del estado de oxidación.

Como se explica al inicio, la auto estabilización se basa en mantener la diferencia de fase entre el haz difractado y el transmitido constante. El método consiste en fijar la irradiancia de uno de los dos armónicos como referencia $I_S^{2\Omega} = 0$ o $I_S^\Omega = 0$. El primero o el segundo armónico dependiendo de la diferencia fase entre el holograma y el patrón de interferencia. La técnica funciona así, la irradiancia a la salida del cristal llega detector D (Ver Figura 3.3), la cual es amplificada por el por el *lock-in* LA, que puede estar sintonizado en Ω o 2Ω , dependiendo de tipo de cristal. Presentamos un esquema del sistema (ver Figura 3.1):

El armónico que es cero, es utilizado como señal de corrección. Esta señal es enviada a la fuente de alto voltaje **HV** y aplicada al modulador de fase **PM**, y produce una fase de corrección φ_c , que corrige las perturbaciones, haciendo que el patrón de franjas sea fijo durante todo el proceso de registro, el arreglo experimental es mostrado en la figura 3.3.



3.4.2 Grabado de hologramas fotorrefractivos auto estabilizados

El fijado de hologramas fotorrefractivos se obtiene compensando la red de electrones con una de iones positivos. El proceso de grabado se realiza en tres pasos. Primero, se registra el holograma electrónico a 120°C. Segundo, los iones positivos móviles a esta temperatura compensan la red electrónica. Tercero, se lleva a temperatura ambiente y se redistribuyen los electrones uniformemente,

iluminando el cristal con luz uniforme. Como los iones no son fotosensibles, tendremos una red iones modulada. En 1998 Sturman propuso un modelo para explicar el grabado de hologramas (Sturman, y otros 1998). El conjunto de ecuaciones para describir el grabado del holograma, considerando el transporte de iones es:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} + \frac{1}{e} \frac{\partial J_e}{\partial z} \quad (104)$$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta_T)(N_D - N_D^+) - \gamma_R n_e N_D^+ \quad (105)$$

$$J_e = e\mu_e n_e E + eD_e \frac{\partial n_e}{\partial x} + \beta I (N_D - N_D^+) \quad (106)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_h}{\partial z} \quad (107)$$

$$J_i = e\mu_i H E - eD_i \frac{\partial H}{\partial z} \quad (108)$$

$$\epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E}{\partial z} = e(N_D^+ - N_A + H - H_0 - n_e) \quad (109)$$

Donde μ_i y D_i , son la movilidad y el coeficiente de difusión de los iones respectivamente. Usando la aproximación del primer armónico, la representación de las variables dinámicas es:

$$E(x, t) = E_K a(t) e^{iKx} + c.c \quad (110)$$

$$N^+(x, t) - N_A = N_K^+ e^{iKz} + c.c \quad (111)$$

$$H(x, t) - H_0 = H_K e^{iKz} \quad (112)$$

$$n(x, t) = n_K e^{iKz} + c.c \quad (113)$$

Donde “c.c” es el complejo conjugado. Usando las ecuaciones [98, 103] y las variables dinámicas tenemos para un sistema auto estabilizado (J. Frejlich, I. Oliveira, y otros 2007):

$$\frac{\partial N_{D1}^+(t)}{\partial t} + \gamma_e(1 - \xi_e)N_{D1}^+(t) + \gamma_e H_1(t) = km^{-ikvt}, \quad (114)$$

$$\frac{\partial H_1(t)}{\partial t} + \gamma_H(1 - \xi_H)H_1(t) + \gamma_H N_{D1}^+(t) = 0, \quad (115)$$

Con

$$\gamma_e = \frac{q\mu_e n_0}{\epsilon\epsilon_0} \quad (116)$$

$$\gamma_H = \frac{q\mu_H H_0}{\epsilon\epsilon_0} \quad (117)$$

$$\xi_e = -i \frac{E_{ph} N_A}{E_q N} \quad (118)$$

$$\xi_H = \frac{E_D (N_D)_{eff}}{E_q H_0}, \quad (119)$$

Donde E_D , E_{ph} y E_q son los campos de difusión, campo fotovoltaico y el campo de saturación. N , N_D , N_A y $(N_D)_{eff}$ son la concentración de trampas total, donadores, aceptores y la concentración de trampas efectiva. γ_e y γ_H son las ratas de relajación dieléctrica para electrones y protones. ξ_h y ξ_e son parámetros adimensionales. Resolviendo el sistema de ecuaciones diferenciales tenemos las evoluciones temporales, una parte estacionaria y una transitoria:

$$N_{D1}^+ = N_{st} e^{-ikvt} + transitoria, \quad (120)$$

$$H_1^+ = H_{st} e^{-ikvt} + transitoria, \quad (121)$$

Las amplitudes del estado estacionario son:

$$N_{st} = \frac{km(\gamma_H(1 - \xi_H) - iKv)}{\gamma_H\gamma_e(\xi_e + \xi_H) - K^2v^2 - iKv(\gamma_e + \gamma_H)} \quad (122)$$

$$H_{st} = \frac{km\gamma_H}{\gamma_H\gamma_e(\xi_e + \xi_H) - K^2v^2 - iKv(\gamma_e + \gamma_H)} \quad (123)$$

La compensación se realiza cuando la relación entre las amplitudes sea:

$$\frac{H_{st}}{N_{st}} = -1, \quad (124)$$

La condición para tener una compensación completa en el sistema auto estabilizado, es dada por:

$$\gamma_H = \frac{q\mu_H H}{\epsilon\epsilon_0} \gg |Kv| \quad (125)$$

Después de la compensación, el campo de la red electrónica $E_{sc}(t_R)$ y el campo protónico $E_h(t_R)$ son iguales y de signo opuesto:

$$E_{sc}^T(t_R) = -E_h(t_R) \quad (126)$$

Después de compensada la red, la red electrónica es apagada con un haz de luz intenso incoherente; el campo total de carga debido tiene la siguiente evolución:

$$E_{sc}^T(t) = E_{sc}(t) + E_h(t_R) \quad (127)$$

La evolución del campo en el revelado con luz uniforme es dada por la ecuación, diferencial:

$$\frac{\partial E_{sc}(t)}{\partial t} + \gamma_e(1 - iKl_{ph})E_{sc}(t) + k\gamma_e(1 - iE_{ph}/E_q)E_h(t_R) = 0, \quad (128)$$

Con

$$k = \frac{1}{1 + iE_{ph}/E_q} \quad (129)$$

E_{ph} es el campo fotovoltaico bajo iluminación con luz blanca, t es el tiempo de borrado de la red electrónica con luz blanca a temperatura ambiente, $|E_h(t_R)|$ es el campo total resultante para un $t \rightarrow \infty$ (Sturman, y otros 1998).

$$E_{sc}^T(\infty) = E_h(t_R)(1 - k)$$

el campo espacial de cara ionico $E_h(t_R)$ en función del tiempo de registro

$$|E_h(t_R)| = |m|E_q(1 - e^{-\gamma t_R}) \quad (130)$$

$$\gamma = \frac{E_D}{E_q} \frac{1 + [Fe^{2+}]/H_0}{1/\gamma_e + 1/\gamma_h} \quad (131)$$

Con $E_D \ll E_q$.

4 FIJADO DE HOLOGRAMAS FOTORREFRACTIVOS CON MÁXIMA MODULACIÓN DEL ÍNDICE DE REFRACCIÓN EN LiNbO_3 : Fe

Los hologramas fijos de volumen con altas eficiencias de difracción son interesantes por sus diferentes aplicaciones y particularmente útiles como filtros de banda estrecha de luz. Para obtener hologramas fijos se utiliza el método de registro y compensación simultánea. Grabando un holograma electrónico a una temperatura de 120°C , que será compensada por iones de H^+ , los cuales son móviles a esta temperatura, no fotosensibles y que están presentes en el material, los dos hologramas, electrónico (fotosensible) e iónico (no-fotosensible) en contrafase, son llevados a temperatura ambiente (donde los iones pierden su movilidad) y sometidos a luz blanca, borrando la rejilla electrónica fotosensible y permitiendo que permanezca la rejilla iónica no fotosensible (Carrascosa y Aguello-Lopez 1990). La concentración de la carga de la rejilla electrónica registrada en el primer paso, es determinante en la compensación iónica y en la eficiencia de difracción del holograma fijo. El método auto estabilizado es el único que garantiza la máxima modulación del índice de refracción. Combinando el método auto estabilizado y el registro y compensación simultaneo, se pueden construir hologramas de volumen con eficiencias de difracción hasta del 100% (J. Frejlich, I. Oliveira, y otros 2007). Este capítulo está dedicado al análisis del proceso de fijación de la rejilla fija. Se demuestra que el método de grabación/compensación auto-estabilizado es reproducible y se ajusta muy bien al modelo teórico propuesto por Sturman (Sturman, y otros 1998). A partir de la comparación de los resultados teóricos y experimentales determinamos algunos parámetros del cristal. Para poner en evidencia la calidad y las aplicaciones de interés, como el filtro óptico de Bragg, se midió la selectividad angular y espectral del holograma de volumen fijo (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009).

4.1 Método experimental

4.1.1 El cristal LiNbO_3

El cristal LiNbO_3 es un cristal electroóptico, fotoconductor y fotovoltaico, con capacidad de formar campos espaciales de carga dentro de su volumen. En la tabla 4.1 se puede observar las propiedades más importantes del LiNbO_3 Puro.

Tabla 4.1 Principales propiedades físicas del LiNbO_3 (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)

Propiedad	Descripción
Temperatura de fusión	1240°C
Grupo de simetría	3m
Celda unitaria	Hexagonal a=0.514nm, c=1.386nm
Densidad	4.628 g/cm ³
Índice de refracción	$n_o=2.286$ $n_e=2.200$ ($\lambda=633\text{nm}$) $n_o=2.332$ $n_e=2.241$ ($\lambda=514.5\text{nm}$)
Coefficientes electroópticos (pm/V)	$r_{22}=6.8$, $r_{42}=32$, $r_{23}=10$, $r_{33}= 32.2$

En la tabla 4.2 se pueden observar las concentraciones de los dopantes y la concentración de Hidrogeno, que se utilizaran para registrar y grabar los hologramas en el cristal utilizado.

Tabla 4.2 Concentraciones y espesor del Cristal $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)

Concentración de Hierro $[\text{Fe}^{2+}]$	$2.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Relación de la concentración $[\text{Fe}^{2+}]/[\text{Fe}^{3+}]$	0.004
Concentración de Hidrogeno $[\text{H}^+]$	$2.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Espesor del cristal	0.90 mm

Para fijar el holograma el cristal es dopado con hidrógeno. En este cristal el Fe^{2+} actúa como donador y el Fe^{3+} como aceptor. La menor concentración de donadores, en relación con aceptores, (cristal Oxidado) es importante para obtener altas eficiencias de difracción, permitiendo registrar y grabar hologramas con 100% de eficiencia de difracción (I. Oliveira, J. Frejlich y L. Arizmendi, y otros 2005). El cristal, que fue proporcionado por Arizmendi, de la UAM, España, tiene un espesor de 0.9 mm y es cortocircuitado para evitar la acumulación de la carga de DC.

El cristal es colocado formando un ángulo de 45 grados entre los haces de registro y las superficie del cristal en un soporte de cobre especialmente diseñado para poderlo llevar a una temperatura de 120°C , utilizando una resistencia eléctrica (efecto Joule) (Ver Figura 4.1 y 4.2) y es puesto en una cámara de vacío cilíndrica, con 88 mm de diámetro y 84 mm de alto, que cuenta con tres mirillas que permiten ubicar fácilmente el cristal donde se realiza el registro, para las condiciones de baja presión requerida, la cámara está especialmente adaptada para este fin, es una cámara versátil, con capacidad para adaptarse a muchas situaciones o experimentos diferentes, tiene una forma de apertura fácil, con una

cubierta que esta acoplada al soporte del cristal y a la resistencia eléctrica. (Ver Figura .4.3)

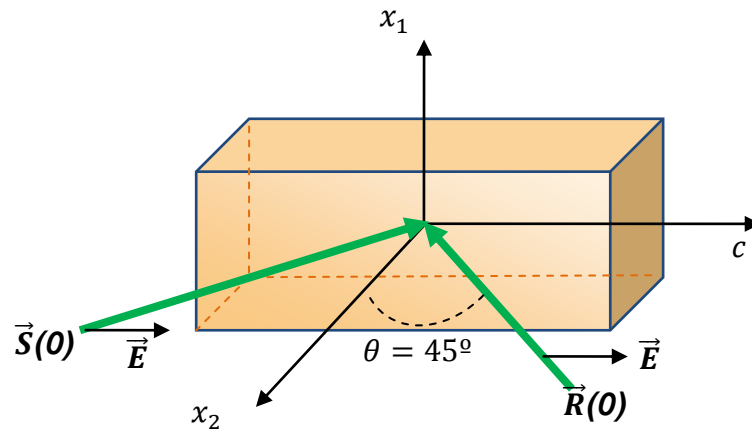


Figura 4.1 Geometría de registro (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)

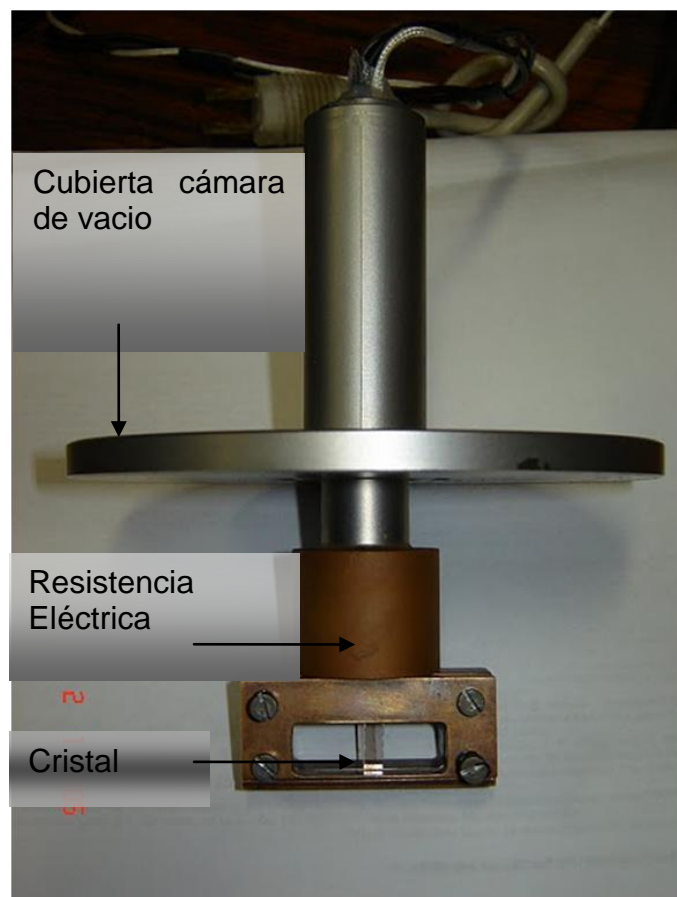


Figura 4.2 Cristal de LiNbO3:Fe en el soporte, conectado a la resistencia R_T (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)

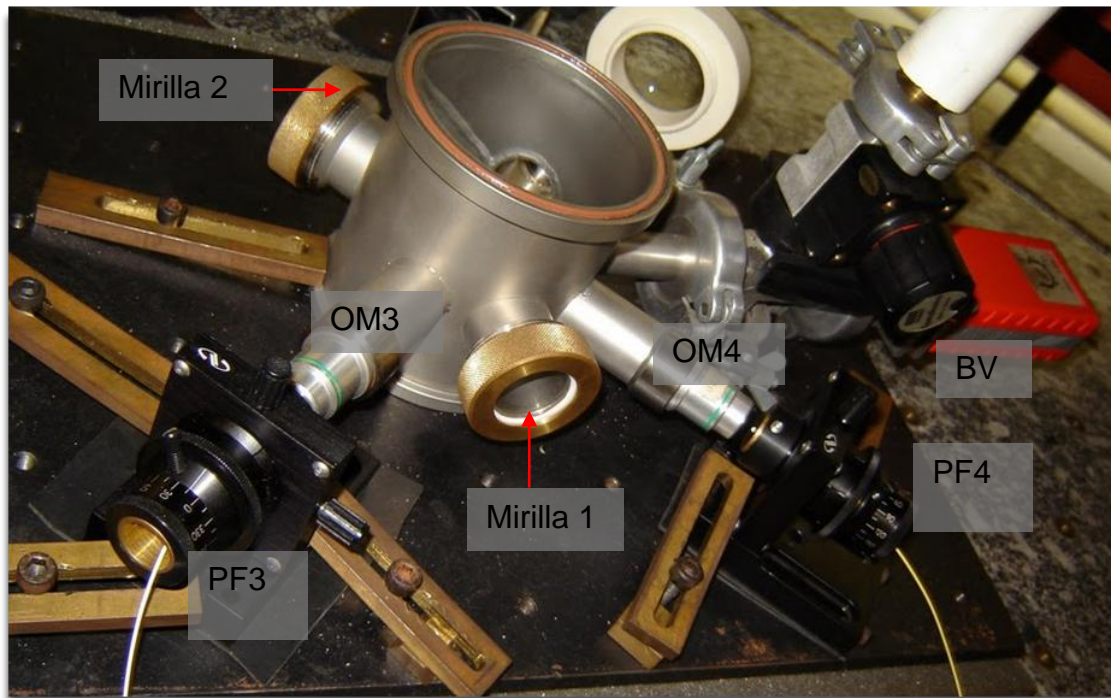


Figura 4.3. Cámara de vacío (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)

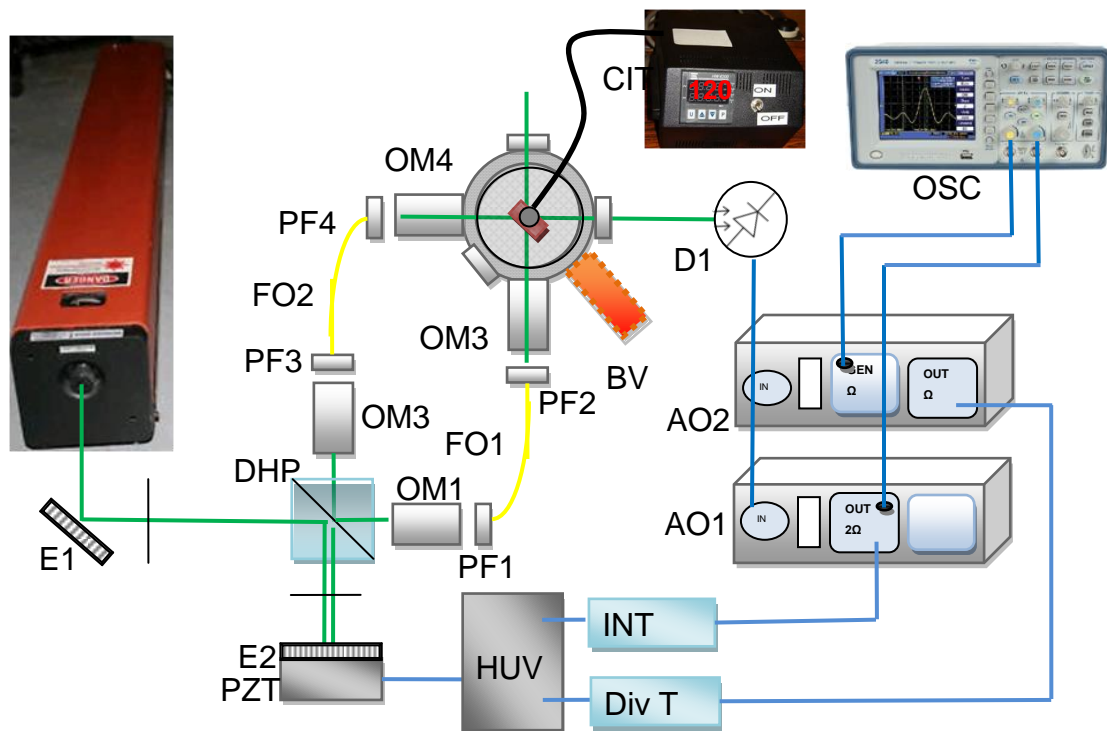


Figura 4.4 Arreglo experimental (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)

4.1.2 Arreglo experimental fijado

El arreglo experimental está compuesto por un conjunto de espejos planos (E1, E2), un divisor de haz polarizado (DHP), objetivos de microscopio (OM1, OM2, OM3, OM4), fibras ópticas (FO1, FO2), un cristal piezoeléctrico de Titanato de Zirconato de Plomo (PZT) acoplado al espejo E2, dos láminas de retardo ($\lambda/2$, $\lambda/4$), un indicador controlador de temperatura Cohel (CIT), una fuente láser (*Innova 90 Ion pure Plasma Tube Argon Laser*) y el sistema de auto-estabilización

El haz es dividido por el DHP y las intensidades de los haces son controladas por las láminas de retardo ($\lambda/2$, $\lambda/4$). Uno de los haces es focalizado con un objetivo de microscopio 40X (OM1), con la ayuda del posicionador de fibra (PF1) directamente en la fibra óptica (FO1) y el otro es reflejado en un espejo acoplado a un cristal piezoeléctrico (PZT), y después focalizado por el objetivo de microscopio (OM2) con (PF3) en la otra fibra (FO2). Los haces llegan hasta la cámara de cámara de vacío, pero antes son colimados por los objetivos de microscopio (OM3 y OM4), con los posicionadores de fibra (PF4 y PF2), es muy importante el colimado, para obtener un buen patrón de interferencia. La fibra tiene como objetivo reducir las perturbaciones ambientales y además funciona como filtro espacial, la cámara de vacío nos permitirá evitar que se distorsione el frente de onda, al calentar el cristal a 120°C. A la salida de la cámara está ubicado un detector D1, la señal de este detector va ser utilizado, en el sistema auto-estabilizado, el cual es detallado en el siguiente Ítem.

La grabación se llevó a cabo a una temperatura de 120 ° C; la longitud de onda del láser de Ar⁺ es $\lambda = 514.5$ nm; la polarización del haz es lineal en dirección del eje extraordinario, la intensidad de los haces es 12 mW/cm² cada uno. Los haces son llevados a la cámara por fibras ópticas mono-modo de alta birrefringencia *Canadian Instrumentation and Research Ltda*, con polarización paralela a uno de sus ejes propios. Para obtener la máxima modulación se ajustaron las diferencias de camino óptico, la visibilidad de las franjas fue medida experimentalmente

usando un Mach-Zehnder, para producir las franjas de interferencias, como se muestra en el anexo A y fue calculada usando la ecuación (34), con un valor máximo de visibilidad para las franjas de $m = 0.80$. El periodo espacial del patrón Δ para esta geometría es calculado usando la ec. 28, para esta configuración y longitud de onda tenemos $\Delta = 0.36 \mu\text{m}$.

4.1.3 Registro auto estabilizado

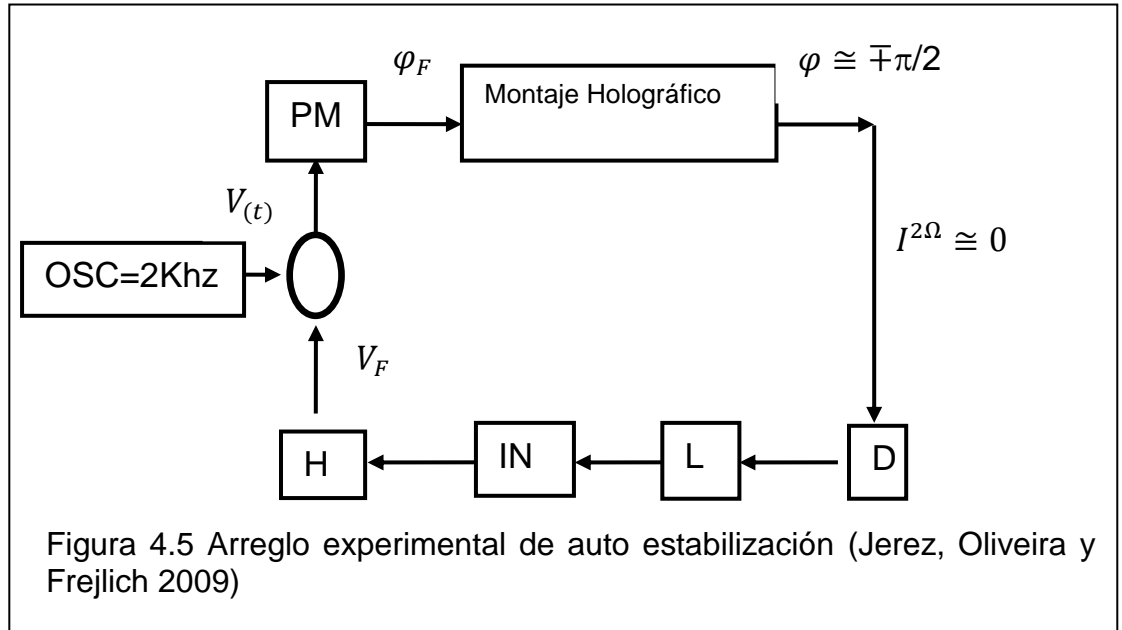
En la auto estabilización es necesario definir la fase holográfica ϕ_p . Para el Niobato de litio $\phi_p = 0$, y la diferencia de fase entre el haz difractado y el transmitido $\varphi = \pm\pi/2$. (Frejlich 2006). Usando los armónicos

$$I^\Omega = -4J_1(\psi_d)\sqrt{\eta(1-\eta)}\sqrt{I_S^0 I_R^0} \sin(\varphi), \quad (132)$$

$$I^{2\Omega} = -4J_2(\psi_d)\sqrt{\eta(1-\eta)}\sqrt{I_S^0 I_R^0} \cos(\varphi), \quad (133)$$

El segundo armónico es cero ($I^{2\Omega} = 0$) y va ser usado como referencia para la auto estabilización, (ver figura 4.5), el primer armónico es función de la eficiencia de difracción (η), En el experimento la amplitud de modulación $\psi_d = 0.14 \text{ rad}$ y la frecuencia angular $\Omega = 2\pi \times 2.0\text{KHz}$.

La técnica de grabado de hologramas con registro y compensación simultánea propuesta por Breer y colaboradores, para el Niobato de Litio, (Breer, y otros 1998). Permite bajo estas condiciones de estabilidad y intensidad de los haces de registro, grabar hologramas de 100% de eficiencia de difracción, si conseguimos controlar las deformaciones que causa la temperatura en el frente de onda. Para esto se diseñó la cámara de vacío y se implementó llevar los haces de registro hasta la cámara de vacío, por fibras ópticas que altamente birrefringentes, que evitan la dispersión de la polarización y la fácil alineación, con el eje extraordinario para el registro del holograma.



4.2 Evolución del grabado

La grabación se realizó con tiempos de registro τ_R entre 0 y 200 minutos. La eficiencia de difracción es calculada con la irradiancia transmitida y la difractada a la salida del cristal, con

$$\eta(\tau_R) = \frac{I_d}{I_d + I_t} \quad (134)$$

Y ajustado teóricamente con

$$\eta = \sin^2 \left[\frac{\pi \Delta n d}{\lambda \cos(\theta)} \right] \quad (135)$$

Con una modulación de índice

$$\Delta n = \frac{r_{33} n_e^2 |E_{SC}^T(\infty)|}{2} \quad (136)$$

Y el campo después del revelado

$$E_{SC}^T(\infty) = E_h(t_R)(1 - k) \quad (137)$$

Con una amplitud de campo espacial de carga E_h debido a los iones, dado por la ecuación (130).

La eficiencia se midió en un arreglo experimental independiente utilizando un láser de 633 nm como se describe en el anexo C. y se representa en función del tiempo de grabación t_R en la figura 4.6.

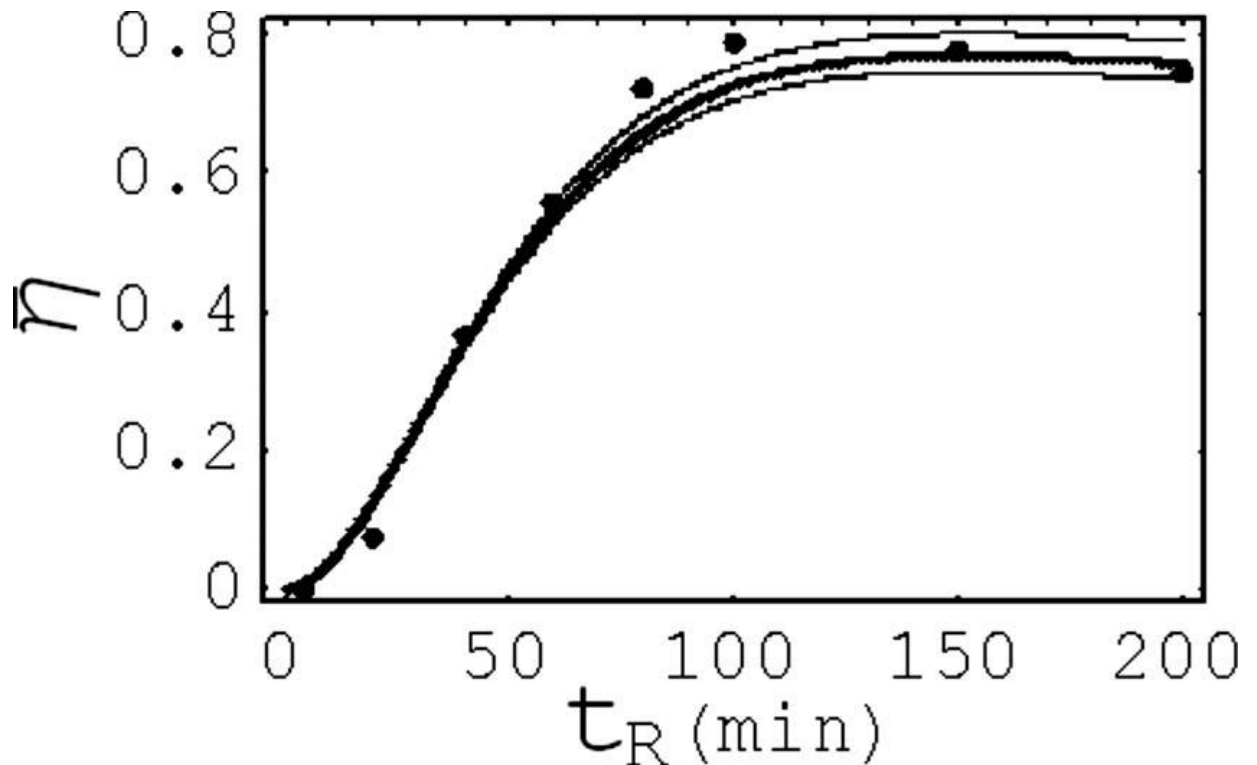


Figura 4.6 Eficiencia de difracción medida directamente (\bullet) contra tiempo de registro. La curva continua es el ajuste teórico usando el parámetro $M_e=15$ min, $E_q=15$ kV/cm y $a=0.8$ mrad para la divergencia del haz de prueba, con $K_{lph}=0.8$ como fue reportado (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)

Esta gráfica está formada por datos de diferentes experimentos independientes y demuestra que se alcanzó un máximo después de $t_R = 120$ minutos y que no aparecen cambios significativos para los tiempos largos, lo que indica que la saturación del material se obtuvo en ese momento. Los datos de la figura 4.6 se ajustan con la teoría representada por la curva continua calculada a partir de la ecuación de eficiencia de difracción (135), teniendo en cuenta la ecuación (136) con ecuaciones (137) y (80) y los parámetros $a = 0,83 \pm 10\%$ mrad (las especificaciones del fabricante indican 0,8 mrad), $E_q = 18.8$ kV/cm (el valor teórico estimado es de 26 kV/cm para esta muestra) y $K_{lph}=0.80$ (Oliveira, Frejlich y

Carrascosa 2005) reportó estar entre 0,73 y 1 para este ejemplo en las mismas condiciones experimentales). El buen ajuste teórico de estos datos derivados de múltiples experimentos independientes también da alguna pista acerca de la buena reproducibilidad de todo el proceso. La eficiencia de difracción se midió siempre a temperatura ambiente después del revelado con una fuerte luz blanca halógena (100w) (Figura 4.7). Esta medida se lleva a cabo eficazmente fuera de la cámara y es por eso que η se mide siempre con un haz de prueba en una instalación independiente, pero nunca en la configuración de grabación con el haz de grabación real.

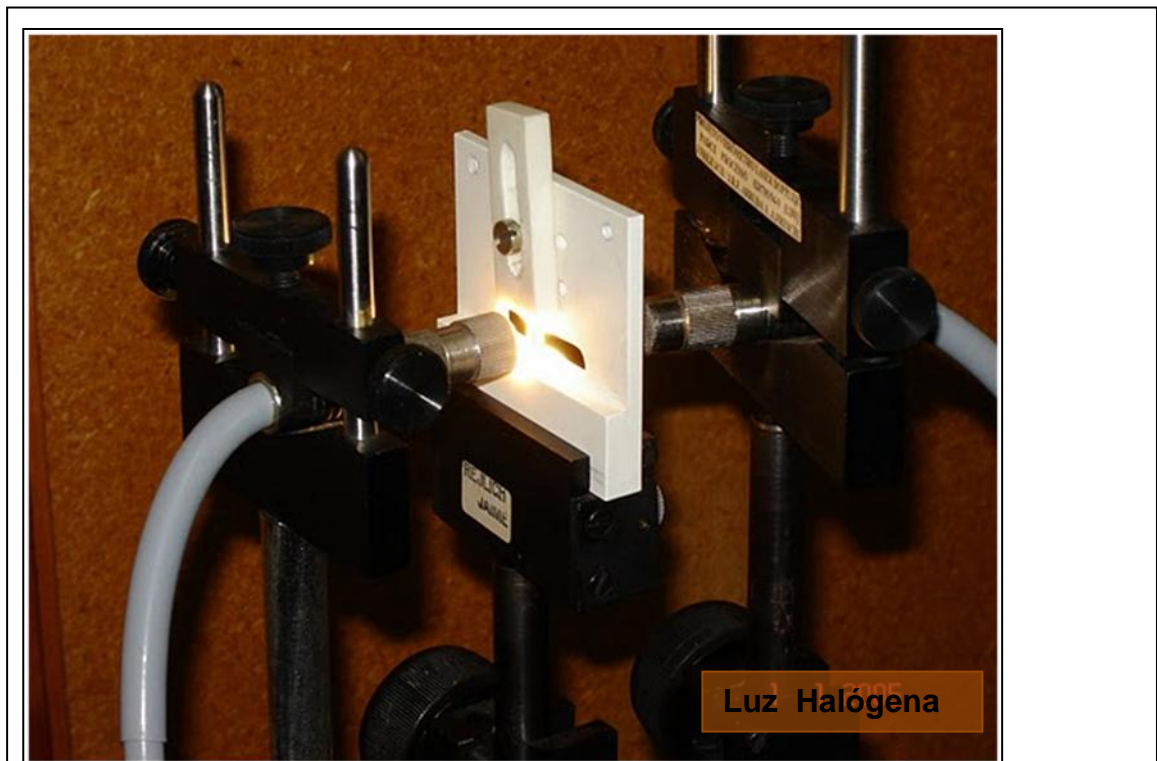


Figura 4.7 Arreglo experimental para el borrado de la red electrónica, se realiza con luz halógena (sin infrarrojo) que es llevada al cristal por fibra óptica (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)

4.3 Eficiencia de difracción real de la rejilla fija

Con el fin de evaluar adecuadamente la eficacia de la difracción de la rejilla registrada, es necesario recordar que la divergencia angular del haz láser suele ser mayor que la requerida por la fuerte selectividad angular de rejillas de volumen como la actual. En esta sección vamos a tener en cuenta la anchura angular del haz de prueba con el fin de averiguar la eficiencia de difracción de valor actual en nuestra rejilla.

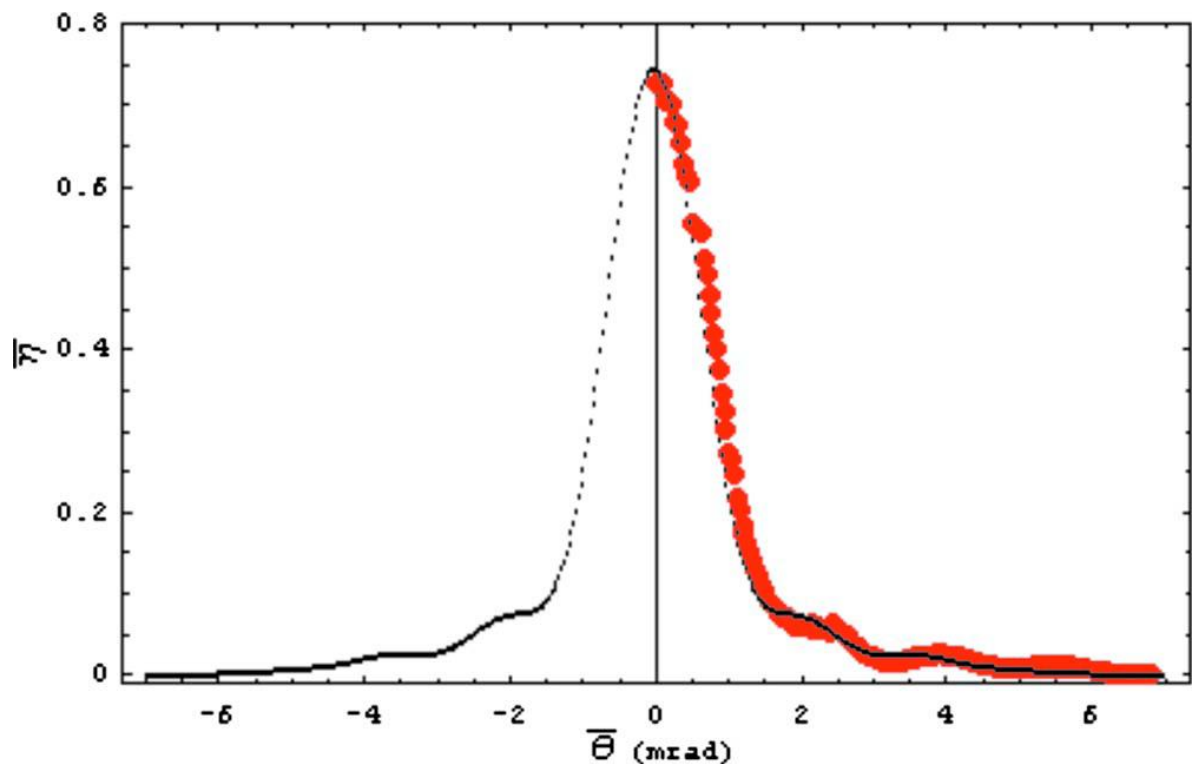


Figura 4.8 Datos experimentales de la eficiencia de difracción (•) medidos con un haz de prueba de 633 nm con polarización extraordinaria (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)

La eficiencia de difracción se midió en función de un ángulo θ fuera de Bragg y fue graficada en la figura 4.7. Debido a la gran cantidad de datos que deben medirse para el trazado de la figura. 4.7, la muestra fue iluminada con la fuente de luz blanca después de cada medición para los distintos θ a fin de mantener

condiciones comparables en el desarrollo. Estos datos se compararon con la expresión teórica de $\bar{\eta}(\bar{\theta})$ con los parámetros " $\nu=\pi/2$ " y de $a=0.9$ mrad obtenidos. A partir de estos parámetros se calculó la convolución, que se representa en la figura. 4.9, mostrando un máximo " $\eta(0)=1$ " con un ancho completo en la mitad del máximo (FWHM) $\cong 1.2$ mrad. Como se mencionó anteriormente, se midió en una instalación auxiliar donde se le proporcionó la rotación necesaria y las rotaciones mecánicas de las que carece nuestra cámara de vacío (anexo C).

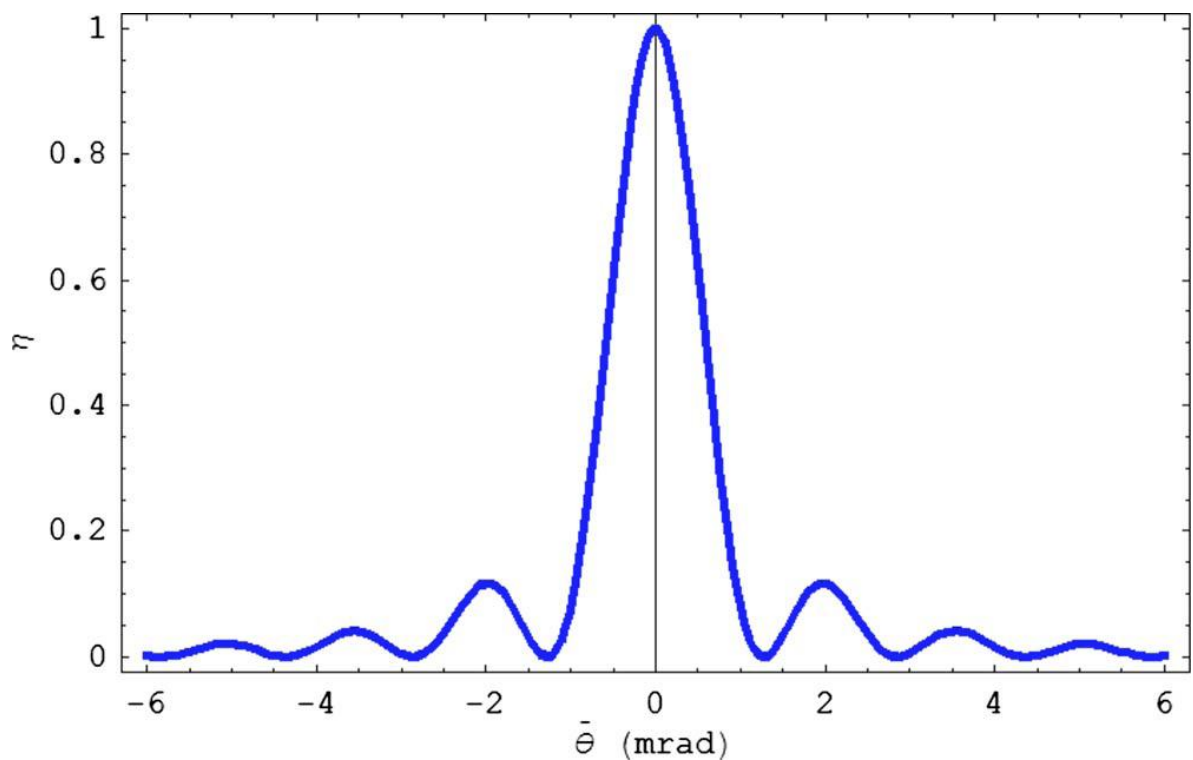


Figura 4.9 Ajuste teórico de la eficiencia de difracción en función del ángulo de Bragg, para $\lambda=633$ nm usando los parámetros de la curva teórica de la figura 4.6. FWHM=1.2 mrad (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)

Las cualidades técnicas del holograma fijado como filtro de Bragg fueron evaluadas directamente mediante el filtrado de algunas longitudes de onda, seleccionadas desde una fuente de luz blanca situada lejos de la rejilla, a fin de garantizar una iluminación con un grado razonable de baja divergencia angular. La

mono-cromaticidad de la luz difractada fue medida con un mini-espectrómetro de alta resolución del modelo de HR400 del *Ocean Pacific*, y los espectros correspondientes se muestran en la figura 4.10, donde los números junto a cada línea espectral son los valores estimados de FWHM. No obstante la limitación que impone el espectrómetro, cuya resolución es de 1.5 nm para esta longitud de onda, el FWHM medido es 1.6 nm para el láser con $\lambda=633$ nm.

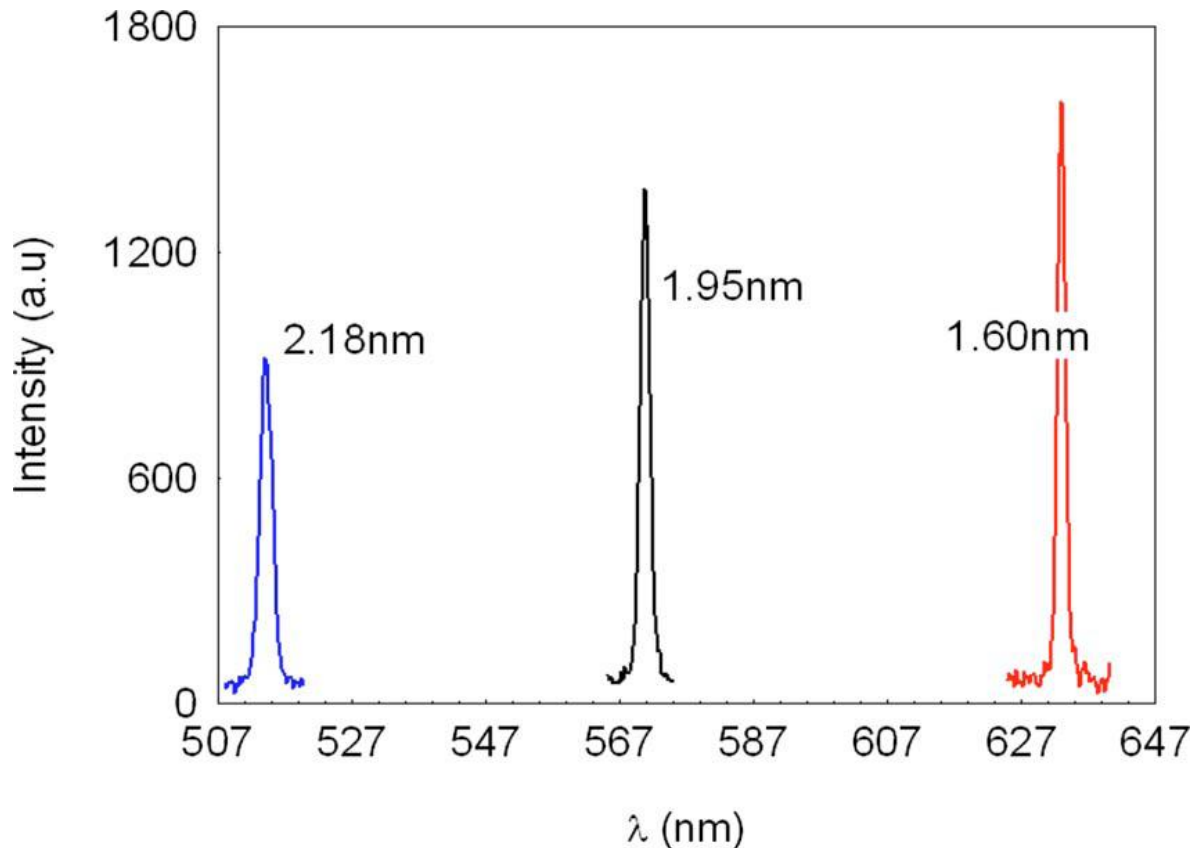


Figura 4.10 Luz difractada desde una fuente de luz blanca, usando la rejilla fijada. Los números representan los FWHM de las tres diferentes longitudes mostradas. (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009)

La longitud de onda y las condiciones angulares de difracción de Bragg no coinciden, pero están relacionadas de manera tal que el desajuste angular corresponde a $\lambda=0.1$ nm y puede ser calculado a partir de la ecuación de selectividad, siendo $\Delta\theta=0.3$ mrad con $\lambda=633$ nm, $K=17.3 \mu\text{m}^{-1}$ y $n_e=2.2$.

Esta FWHM =0.3 es aproximadamente cuatro veces menor que el valor calculado a partir de los datos de eficacia real en la figura de difracción 4.8, sin embargo, deberíamos considerar que la incertidumbre es bastante grande, debido al hecho de que el valor medido está demasiado cerca del límite de resolución de nuestro instrumento.

Se observa también que los espectros de la figura. 4.9 se hacen más pequeños y más amplios al disminuir las longitudes de onda. El menor tamaño se debe al hecho de que estamos utilizando una fuente de luz incandescente blanca con contenidos más altos de infrarrojos y ultravioleta inferior. El aumento de la $\Delta\lambda$, por otro lado, es una consecuencia de la ecuación de selectividad, demostrando así que para un θ constante el ancho de 515 nm es 45% mayor que la de 630 nm; sin embargo, para una explicación más cuantitativa la respuesta del espectrómetro debe ser tomada en cuenta.

4.4 CONCLUSIONES

El presente documento proporciona soporte experimental adicional para los desarrollos teóricos sobre fijación de holograma en LiNbO₃:Fe y al mismo tiempo, de manera inequívoca, demuestra el buen rendimiento y la reproducibilidad de nuestra configuración experimental.

Aunque también se han obtenido rejillas fijas de difracción alta sin técnicas de auto-estabilizado, el uso de esta técnica garantiza los primeros resultados exitosos y reproducibles. El alto grado de reproducibilidad nos permitió llevar a cabo sucesivos experimentos con aumento de los tiempos de grabación como se deduce de los datos mostrados en la figura 4.6.

El buen rendimiento se debe, sin duda, a la utilización de grabación holográfica auto-estabilizada, la cual permite largos tiempos de grabación con mínima

perturbación. También cabe señalar la importancia de utilizar las fibras ópticas mono-modo como guía y para el filtrado espacial, ya que minimiza la distorsión del frente de onda. Estas fibras también permiten desacoplar mecánicamente la cámara de grabación (que aquí se coloca sobre una capa de espuma de poliuretano gruesa) desde el láser, que es una fuente de vibración debido a su sistema de enfriamiento con agua corriente.

Además de la alta eficiencia de difracción (100%) lograda aquí, otro logro relevante es el hecho de que somos capaces de grabar con gran modulación el índice de refracción, hasta el límite permitido por el dopaje de la muestra dopaje de Fe y el grado de oxidación. Seleccionando adecuadamente el espesor de la muestra y su naturaleza, puede obtenerse cualquier eficiencia de difracción.

La buena calidad de la rendija fija se caracteriza tanto en términos selectivos de ángulo como de longitud de onda, y se hace hincapié en el papel del haz de prueba. De hecho, el experimento nos muestra que el espectro angular del haz de prueba debe tenerse en cuenta para caracterizar con precisión rejillas gruesas y de período corto como la utilizada. De lo contrario pueden producirse resultados erróneos, como fue el caso de la eficiencia de difracción de 75% medida directamente, que resultó ser 100% tras el procesamiento de datos adecuado (Jerez, Oliveira y Frejlich 2009).

5 MECANISMOS DE REGISTRO ÓPTICO EN CRISTALES TITANOSELENITAS SIN DOPAR

En este capítulo se describen los experimentos realizados utilizando la técnica registro y borrado de rejillas holográficas, la cual es usada desde hace mucho tiempo (Frejlich y Clair 1977). Esta técnica permite determinar el tiempo de relajación τ_{sc} , el cual está relacionado en forma directa con la conductividad. También puede indicar si uno o más de un centro están involucrados en el proceso de grabación (Carrascosa y Aguello-Lopez 1988) y permite determinar la presencia y el alcance de la competencia de los transportadores de carga. Esta técnica ha sido y sigue siendo usada en gran medida para el estudio de medios de registro de hologramas de volumen.

El registro holográfico (y el borrado) a diferentes temperaturas permite poner en evidencia los diferentes mecanismos de grabación que predominan en distintos rangos de temperatura y además calcular las energías de activación características. Ya han sido reportados varios experimentos, por ejemplo en el BSO (Arizmendi 1989), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{12}$ (BTO) (McCahon, y otros 1989), BaTiO_3 , (Korneev, y otros 2001) la mayoría de ellos relacionados con el fijado de hologramas. Sin embargo, la grabación holográfica a una temperatura sensiblemente diferente de la temperatura ambiente, impone severas limitaciones técnicas, debido a las perturbaciones que sufre el frente de onda, derivadas de los gradientes de temperatura y la convección del aire. En la presente investigación se utiliza la grabación holográfica a temperaturas mayores que la temperatura ambiente para caracterizar nominalmente una muestra del cristal fotorrefractivo, titano-selenita sin dopar, BTO. Nuestros resultados actuales muestran, de manera definitiva, que en este material se presentan una rejilla rápida (fotosensible) y una rejilla lenta (no fotosensible), siendo la primera grabada por la acción de la luz, mientras que la segunda es una compensación de la carga espacial de la rejilla fotosensible rápida. Esta última rejilla es responsable del fijado del holograma a

temperaturas más altas que la temperatura ambiente y su naturaleza no fotosensible indica que se debe a iones, más probablemente protones (H⁺). La relajación de la rejilla iónica se caracteriza por una energía de activación de 0.85 eV en todo el rango de 40 a 120 ° C de temperatura. La energía de activación de 0,87 eV para la relajación del holograma en la oscuridad de la rejilla electrónica rápida, que creemos es en realidad un proceso de compensación debido a los iones.

5.1 Arreglo experimental

Para el análisis experimental que se expondrá en este capítulo, se utilizó un cristal tipo selenita, llamado comúnmente como BTO (Bi₁₂TiO₁₂), conocido también como óxido de titanio y bismuto o titano-selenita. En la tabla 5.1 se muestran algunas de las propiedades más importantes del BTO.

Tabla 5.1 Principales propiedades físicas del BTO (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

Propiedad	Descripción
Grupo de simetría	23
Densidad	9.01 [gr/cm ³]
Absorción óptica (α)	11.65 cm ⁻¹ para $\lambda=514.5$
Índice de refracción	$n = \frac{0.00863}{\lambda^4} + \frac{0.0199}{\lambda^2} + 2.46$
Actividad Óptica	6.3 [grados/mm] $\lambda=514.5$

El cristal fue cortado a lo largo del eje cristalográfico [110], que es el plano en el que incide la luz. Las dimensiones del cristal son $7 \times 6 \times 2.1 \text{ mm}^3$. La cara de entrada (110) corresponde a un área de $7 \times 6 \text{ mm}^2$. Ver figura (5.1).

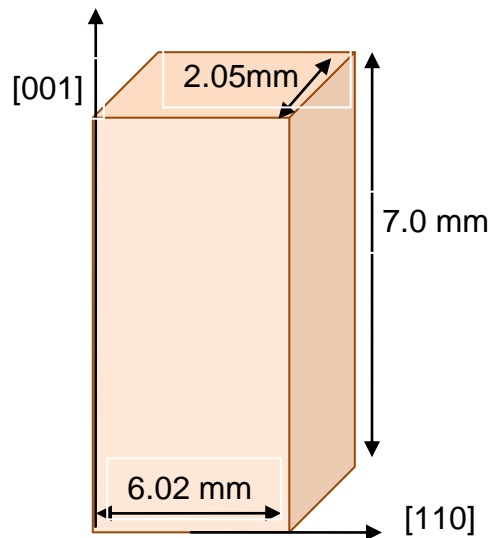


Figura 5.1 Geometría del cristal BTO utilizado (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

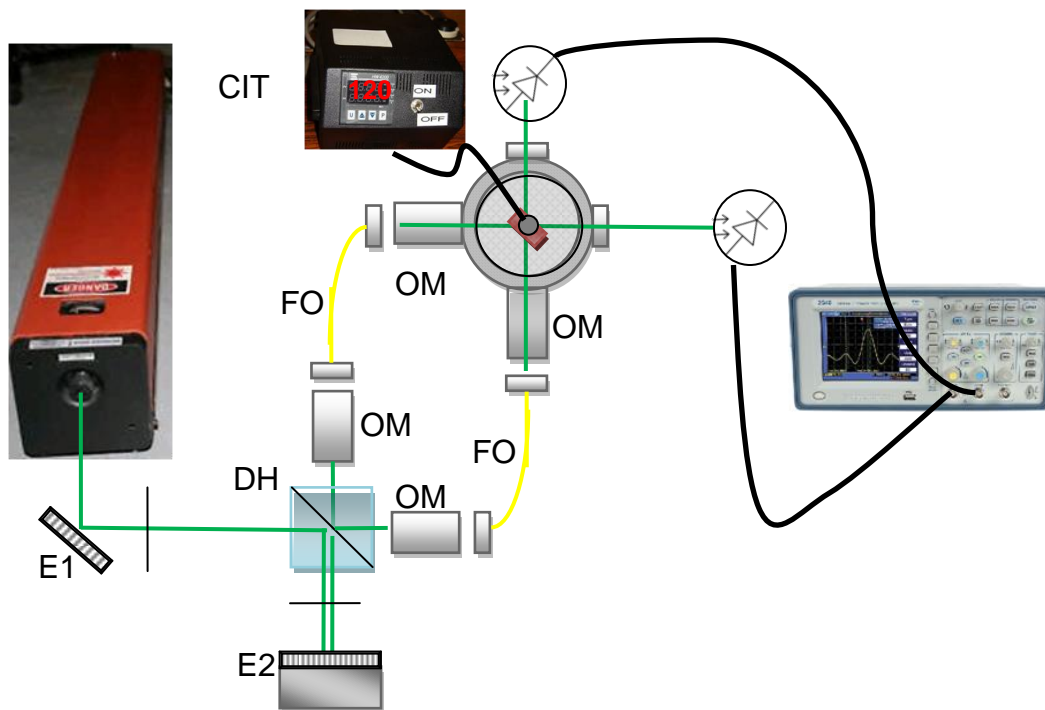


Figura 5.2 Arreglo experimental para el fijado BTO (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

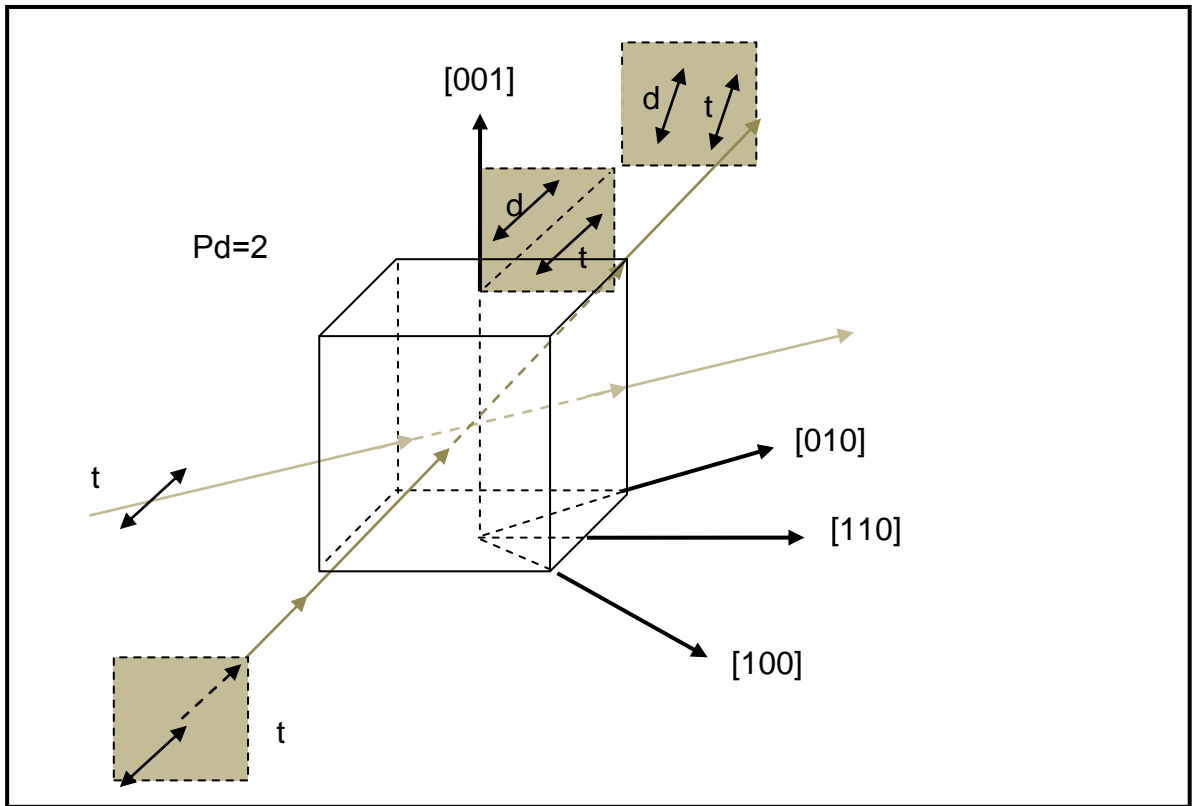


Figura 5.3 Representación de la polarización de los haces (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

Siguiendo esta geometría, el cristal es colocado en un soporte de latón, conectado a un sistema eléctrico controlador e indicador de temperatura, marca COEL HW4200, luego es puesto en una cámara de vacío para eliminar las perturbaciones ambientales. Usamos un láser de argón, Innova 90 ionpure Plasma Tube, fabricado por Coherent, sintonizado en la longitud de onda $\lambda=514.5$ nm, la luz es llevada hasta la cámara de vacío por una fibras ópticas mono-modo que tienen a la salida una potencia de $12\text{mW}/\text{cm}^2$ dentro de la cámara de vacío, como se describe en el capítulo anterior. Ver figura 5.2.

Los haces se polarizan en paralelo de tal manera que la transmisión y los haces difractados también sean polarizados aproximadamente en paralelo a la salida del cristal. El arreglo experimental es representado en la Figura 5.3

5.2 Grabación holográfica y borrado con iluminación

La grabación se llevó a cabo a una temperatura fija durante 1 min a fin de registrar sólo el holograma rápido (presumiblemente electrónico). Después de eso, la muestra se mantuvo en la oscuridad a la misma temperatura durante 15 minutos (para temperaturas más altas), o a 30 minutos (para temperaturas más bajas), con el fin de permitir la construcción de la rejilla de compensación. Luego el haz de referencias es incidido y se mantiene así con el fin de medir la evolución de la difracción y la luz transmitida en virtud de la iluminación, como se ilustra en la figura 5.5, donde la disminución rápida del haz transmitido y de los haces difractados se debe al pronunciado efecto fotosensible del cristal. Estos haces se toman en cuenta para el cálculo de la eficiencia de difracción:

$$\eta = \frac{P_d}{P_d + P_t} \quad (138)$$

Donde P_d es la difracción y P_t es la potencia del haz transmitido. La figura 5.5 muestra también la evolución de la ecuación (138). Esta última ecuación nos permite calcular la eficiencia de difracción sin tener en cuenta la absorción masiva de luz y reflejos de las interfaces. La evolución de la curva de eficiencia de difracción fue ajustada con dos exponenciales:

$$\eta \propto |ae^{-t/\tau_F} - be^{-t/\tau_S}|^2 + d \quad (139)$$

Con el fin de calcular los tiempos de respuesta de la rejilla rápida (τ_F) y de la lenta (τ_S), d representa el ruido de fondo. Anteriores desarrollos teóricos indican que τ_F es dependiente sólo de la rejilla rápida (probablemente electrónica), mientras que τ_S es función del acoplamiento eléctrico entre las rejillas lenta y rápida. Sin embargo, la dependencia de la temperatura de τ_S está relacionada con la conductividad de los portadores de carga lenta (posiblemente iones en este caso),

de manera que la energía de activación resulta ser un mecanismo adecuado para caracterizar la evolución de la rejilla lenta.

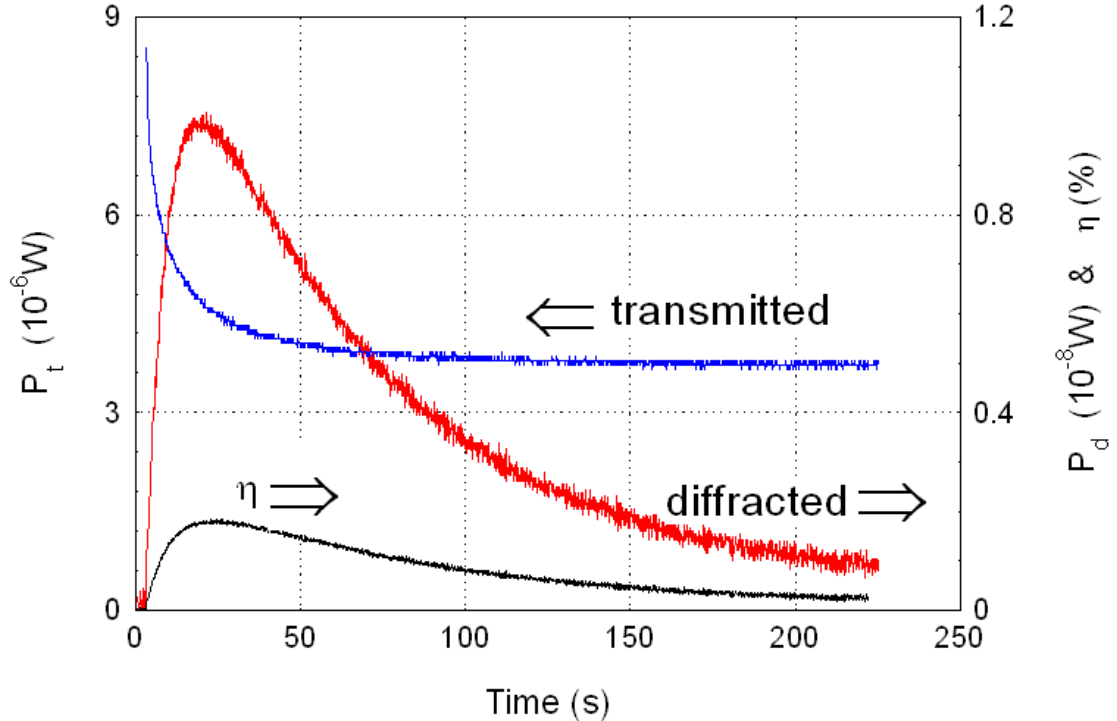


Figura 5.4 Haces difractados y transmitidos y eficiencia de difracción medida a 110°C (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

El τ_F ha demostrado ser fuertemente dependiente de la iluminación (aproximadamente inversamente proporcional a la irradiación de iluminación) como corresponde a un holograma fotosensible (probablemente de base electrónica). En cambio, el τ_S ha demostrado ser poco sensible a la iluminación, lo que indica su naturaleza no fotosensible (probablemente de base iónica).

De hecho, τ_S se midió con la radiación de luz utilizada y con aproximadamente la mitad de la radiación y su variación fue menor del 10% a 110°C y menos de 9% a 80°C, lo que demuestra el carácter no fotosensible de la rejilla de compensación lenta. Por lo tanto τ_S se puede utilizar para calcular la energía de activación característica, a través de la curva de Arrhenius, mientras que τ_F no.

Por lo tanto, medimos τ_s bajo iluminación continua, a diferentes temperaturas con el fin de trazar la curva de Arrhenius para la rejilla lenta como se muestra en la figura 5.6, lo que nos condujo a una energía de activación característica de $E_a=0.85\pm 0.05$ eV con un factor pre-exponencial de frecuencia $1/\tau_s^0 \approx 1.2 * 10^9$ Hz.

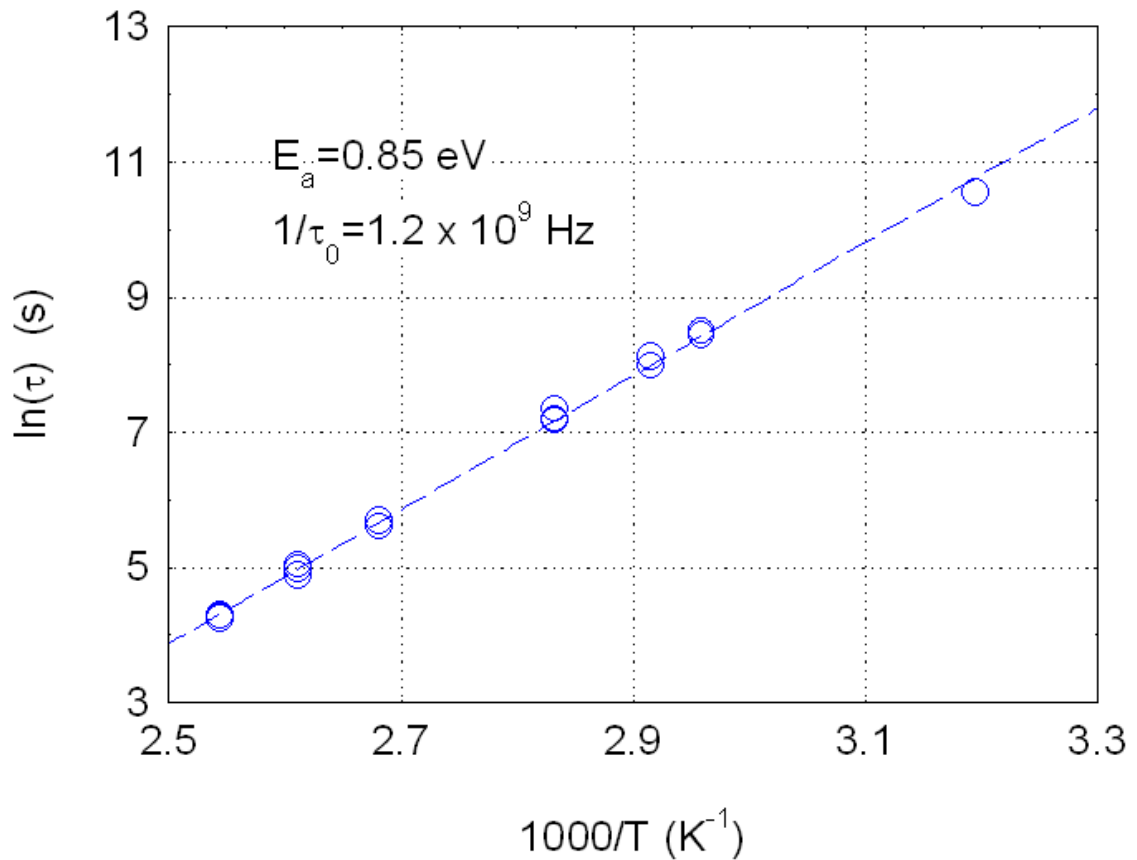


Figura 5.5 Tiempo de respuesta exponencial computado para el holograma lento, con iluminación 515.5 nm, como una función del inverso de la temperatura absoluta (en el rango de 40 a 120°C), mostrando una curva de Arrhenius con una energía de activación de 0.85 ± 0.05 eV y un factor de frecuencia de 1.2×10^9 Hz. (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

5.3 Compensación en la oscuridad

El holograma rápido se registró por un tiempo corto para evitar la formación del holograma lento (alrededor de un minuto ha demostrado ser lo suficientemente bueno), utilizando la misma configuración que ya se mencionó, a diferentes temperaturas (30-70°C) y su compensación en la oscuridad se midió mandando pulsos cortos de 10 ms.

La constante de tiempo τ_{Fd} fue calculada a partir del ajuste de datos con

$$I_d = ae^{-t/\tau_{Fd}} + d \quad (140)$$

Se encontró una dependencia con la temperatura, que dio lugar a una buena curva de Arrhenius, como se muestra en la figura 5.7, con una energía de activación $E_a = 0.87 \pm 0.02$ eV y factor de frecuencia

$$1/\tau_{Fd}^0 \approx 2 * 10^{10} \text{ Hz} \quad (141)$$

Es probable que la relajación del holograma electrónico en la oscuridad sea sólo la acumulación de la compensación de la rejilla iónica de relajación que se informó en la sección anterior, y es por eso que ambos procesos muestran energías de activación similares.

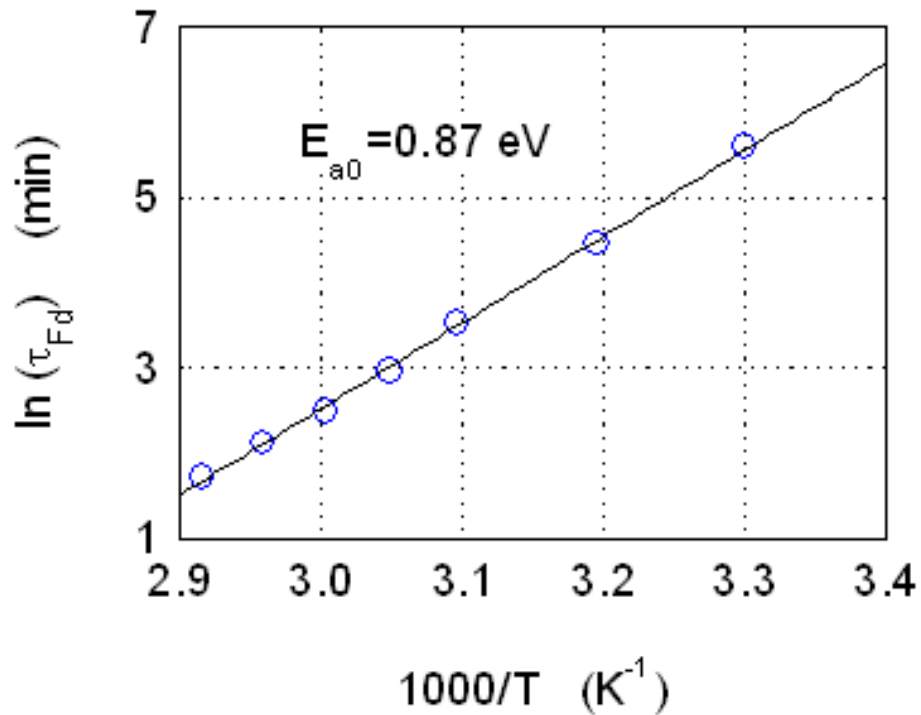


Figura 5.6 Curva de Arrhenius para las constantes de tiempo exponencial de la evolución de la rejilla rápida (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

5.4 Borrado del holograma rápido

También hemos medido la eliminación real (no sólo de compensación) del holograma rápido. Para esto, hacemos en primer lugar un registro del holograma rápido a temperatura ambiente 20° C (TA) por un corto tiempo (para evitar una compensación de la rejilla lenta), utilizando siempre haces de grabación de $\lambda = 514.5$ nm; después de parar la grabación de los haces iluminamos el cristal utilizando un LED inconexo de luz $\lambda = 1200$ nm ($h\nu = 1,03$ eV) (LED1200-03 de Roithner Lasertechnike, Austria) con una irradiación estimada de 1 mW/cm^2 en la superficie de entrada del cristal.

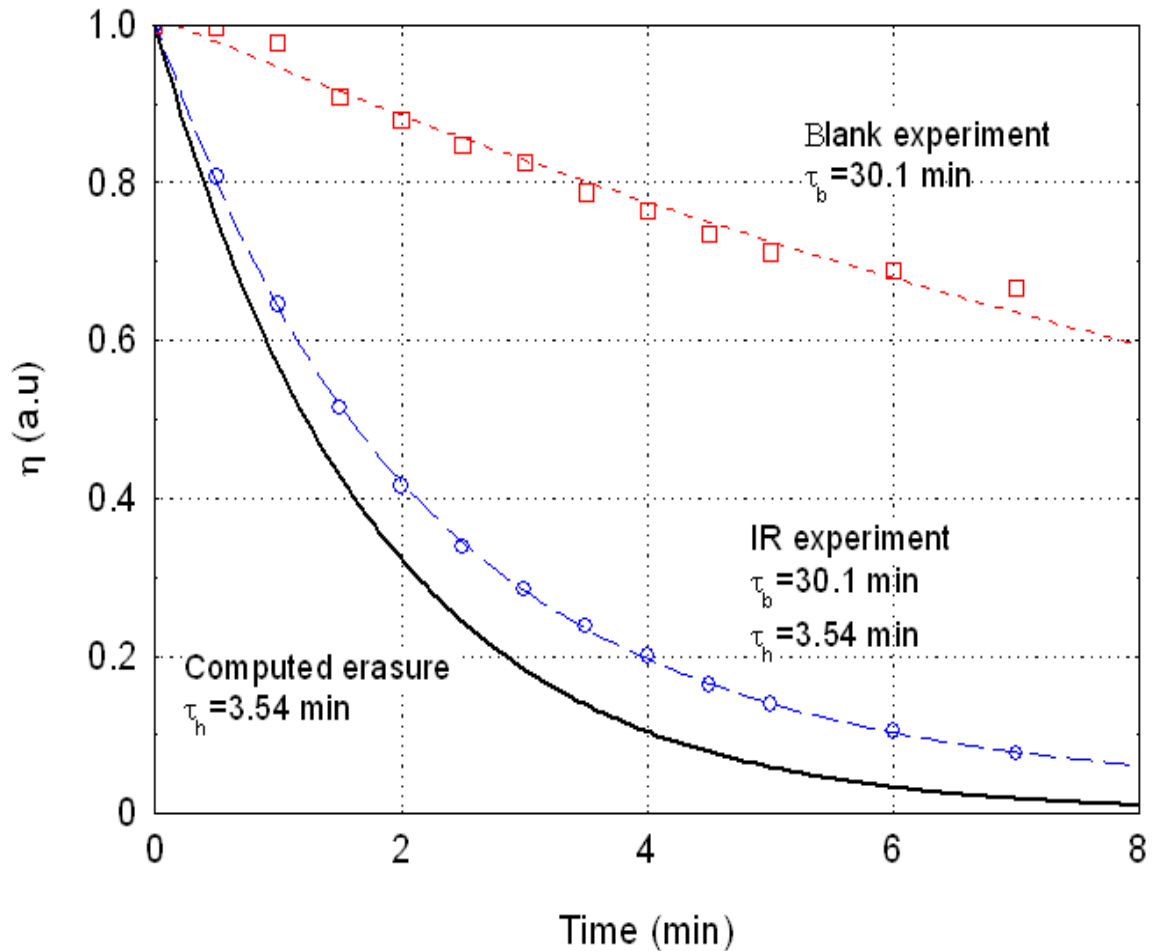


Figura 5.7 Borrado del holograma rápido bajo luz IR $\lambda=1200\text{nm}$ (o) (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

La energía fotónica de la iluminación IR aquí es ligeramente mayor que el 1 eV de la energía entre el nivel de Fermi desde la parte superior de la banda de valencia. Durante la iluminación con IR (1200 nm) se midió la eficiencia de difracción η del holograma en el cristal con pulsos cortos (10 ms) de uno de los haces de (514.5 nm) de grabación (que fue fuertemente atenuado) y se observó una curva de borrado tal como se muestra en la figura 5.8. El efecto de los pulsos cortos (514.5 nm) de borrado se tuvo en cuenta en la realización de un ensayo en blanco en las mismas condiciones pero sin la iluminación del IR, como también se muestra en la figura 5.8.

Los datos fueron ajustados con:

$$\eta = \left| ae^{-t/\tau_b} \right|^2 \quad (142)$$

Los datos del experimento con iluminación IR fueron ajustados con:

$$\eta = \left| ae^{-t/\tau_b} + he^{-t/\tau_h} \right|^2 \quad (143)$$

Donde el parámetro τ_b fue sustituido a partir del experimento en blanco. De esta manera τ_h caracteriza el efecto de la iluminación IR en el holograma rápido se descubre $\tau_h = 3.54$ min. Después de la iluminación IR para dos o tres tiempos mayores que τ_h no se detectaron ni el holograma fotosensible ni el holograma fijo, lo que demuestra que la eliminación real (y no sólo de compensación) había ocurrido.

5.5 Grabado del Holograma en BTO

La grabación holográfica también se llevó a cabo a 120°C durante un tiempo lo suficientemente largo para permitir la acumulación de una rejilla de contrafase iónica para compensar la electrónica.

Después de una compensación completa, la configuración se deja enfriar a temperatura ambiente y después, se borra la reja electrónica con uno de los haces grabación de 514.5 nm de longitud de onda.

La eficiencia de difracción de la rejilla fijada dio como resultado $\eta \approx 0.002$ (sin corregir la divergencia angular del haz de sonda) utilizando rayo láser de $\lambda = 633\text{nm}$ en una instalación auxiliar (anexo C). Este valor no es muy diferente de los

valores ($\eta \approx 0.001$) reportados por Arizmendi 2005, aunque para $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), sin la aplicación externa del campo eléctrico, como es nuestro caso.

5.6 Discusión

El registro de las rejillas fijas en los materiales fotorrefractivos se ha reportado desde hace mucho tiempo para LiNbO_3 (Breer, y otros 1998), (Amodei y Staebler 1971), (Vormann, y otros 1981), (Oliveira, Frejlich y Carrascosa 2005), para selenitas (Arizmendi 1989), (McCahon, y otros 1989), (Arizmendi, Lopez-Barrera y Carrascosa 2005), y para otros materiales (Korneev, y otros 2001), (Tomita 1999). Para el caso particular de selenitas, algunos investigadores (Arizmendi 1989) creen que los iones positivos H^+ no fotosensibles son responsables de la fijación para el caso de LiNbO_3 . Otros investigadores que trabajan a temperatura ambiente (Herriau y Huignard 1986), (Delboulbe, y otros 1989), (Bashaw, y otros 1990) han demostrado la presencia de una compensación de larga duración de la rejilla que, a su juicio, sin más pruebas, es debido a los huecos. Delboulbe y otros midieron las energías de activación para la descomposición en la oscuridad de los hologramas fijados (se supone que es debido a los agujeros) resultando 0.56 y 1.1 eV (que se cree está por encima de la banda de valencia) en el rango de -15 a 5 °C y de 5 a 30 ° C, respectivamente, para el BSO.

Se sabe, (Pencheva y Stepanov 1982) que la fotoconductividad en selenitas sin dopar se debe principalmente a los electrones, mientras que la conductividad en la oscuridad (por lo menos a temperatura ambiente) es debida a los agujeros.

La naturaleza del holograma fotosensible rápido fue confirmada en este trabajo, lo que indica que es probable que sea debido a los electrones. La contrafase de la rejilla lenta es responsable de la acumulación de una compensación de la rejilla.

La rejilla fija final demostró ser de naturaleza no fotosensible, produciendo una curva de Arrhenius buena, incluso cuando se relaja bajo la iluminación. Esta rejilla probablemente es de naturaleza iónica, posiblemente H^+ , debido a su naturaleza no fotosensible y al pico de absorción óptico en $\lambda = 2900$ nm que se muestra en la figura. 5, muy cerca del pico de absorción $\lambda = 2,906$ nm que ya se ha informado [34] para el BSO y también cerca del pico reportado de $LiNbO_3$ $\lambda = 2.870$ nm [36, 45], que todos los autores creen que surge de la iones OH^- que están asociados con H^+ y de los que se espera se incorporarán a partir del vapor de agua de la atmósfera durante el crecimiento cristalino.

Los experimentos preliminares sobre algunas muestras dopadas de BTO (vanadio, por ej.), han demostrado rejillas lentas fotosensibles, posiblemente debido a los agujeros, a pesar de que todos ellos presentan el mismo pico de 2900 nm reportado para BTO no dopado.

Esto significa que a pesar de que los H^+ parecen estar siempre presentes en la mayoría de las selenitas (dopadas o sin dopar), no es sencillo que los H^+ predominen sobre los agujeros en estos materiales.

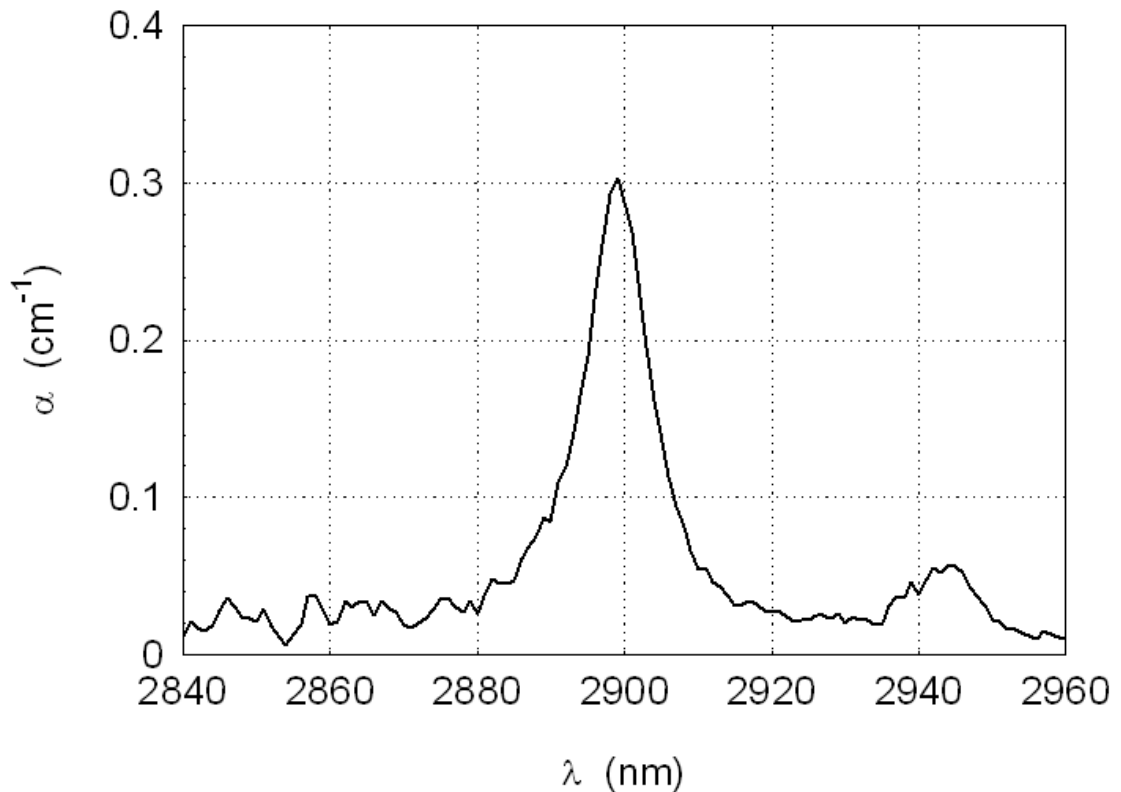


Figura 5.8 Espectro de absorción del cristal de BTO, en la región del infrarrojo. (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

Los resultados experimentales obtenidos en esta investigación indican que la eliminación en la oscuridad del holograma fotosensible rápido, por lo menos a temperatura superior a T_A , no es en realidad un proceso de borrado, sino una compensación por los portadores de carga iónica, el mismo proceso que conduce a la acumulación de una rejilla fija. Esta hipótesis se ve reforzada por la similitud de las energías de activación medidas (0,87 y 0,85 eV) para la rejilla en la oscuridad y la rejilla fija bajo iluminación. La diferencia de 16 veces entre los correspondientes factores de frecuencia se explica perfectamente por la incertidumbre de las correspondientes energías de activación en los datos de ajuste.

La energía de activación de 0.87 eV medida aquí para la relajación de la rejilla de base electrónica rápida en la oscuridad se encuentra cerca de los valores 0,85 y

0,83 eV que se han informado de BTO sin dopar (J. Frejlich, R. Montenegro, y otros 2007) (Montenegro, y otros 2009) e incluso de vanadio (0,89 eV) y el BTO dopado con plomo (0.80 eV), aproximadamente en el mismo rango de temperatura. Otros investigadores han reportado (Miranova, y otros 2003) un valor más alto (alrededor de 1 eV) con técnicas eléctricas de corriente alterna, pero en un rango de temperaturas mucho más alto. El valor presente, 0,85-0,87 eV, es claramente diferente de los 1,1 eV medidos por Delboulbe y del 1,44 eV valor reportado por Arizmendi y otros, pero para el BSO y para una temperatura a un rango mucho más alto (160-220°C). Es posible que la mayoría de estas diferencias (siempre suponiendo que se trata de iones H^+) dependan más de los diferentes intervalos de temperatura explorados que de la diferente naturaleza (BSO y BTO) de los materiales involucrados.

También hemos demostrado aquí que, a pesar de que los agujeros no participan en el proceso de grabación óptica en BTO sin dopar, es posible excitarlos selectivamente con el fin de producir una eliminación real del holograma rápido de base electrónica, iluminando de manera uniforme la muestra con una luz incoherente de 1200 nm la cual tiene una energía fotónica (1.03 eV) que está muy cerca de la brecha de energía que separa la banda de valencia a partir del nivel de Fermi (1.0 eV), donde se supone que la modulación de espacio-carga de base electrónica lleva a que se produzca el holograma rápido. En resumen, la grabación óptica es muy probablemente, debida a los electrones en el nivel de Fermi (2,2 eV por debajo de la banda de conducción y 1 eV por encima de la banda de valencia), mientras que el borrado en la oscuridad parece ser en realidad un proceso de compensación eléctrica debido a H^+ , predominando sobre los agujeros, y probablemente en movimiento por saltos (al menos en BTO sin dopar) según lo indicado por la dependencia de la frecuencia de la medición de la conductividad en la oscuridad, como aparece en (J. Frejlich, R. Montenegro, y otros 2007), una característica típica de salto.

5.7 Conclusiones

En conclusión hemos confirmado que la grabación holográfica en BTO se debe a los electrones con una rejilla complementariamente positiva y lenta que presenta a una temperatura mayor a la temperatura ambiente. Demostramos que esta rejilla lenta no es debido a los agujeros y es de carácter no fotosensible. Esta rejilla complementaria es responsable del fijado del holograma en BTO. Así mismo es posible que los agujeros también estén participando en el proceso de grabación holográfica pero en una escala muy reducida.

Estos agujeros pueden llegar a ser evidentes a temperaturas más bajas solamente cuando la movilidad de los iones se reduce considerablemente, y también en las muestras dopadas cuando la participación de los electrones en el proceso de grabación se reduce por el dopaje, como es el caso descrito en el BTO dopado-V [31] y BTO Pb-dopado (Santos, Carvalho y Frejlich 2007). Igualmente hemos demostrado que los agujeros pueden ser selectivamente foto-excitados utilizando fotones de energía adecuada.

Hay que tener en cuenta que la mayoría de los investigadores que han medido la conductividad en la oscuridad (y la energía activación asociada), a temperaturas mayores que la ambiental, pudo ser debido a los iones H^+ y no necesariamente a los agujeros, según el material en cuestión y la temperatura del proceso. Es posible que las características reportadas aquí para BTO sin dopar puedan ser comunes, con pequeñas diferencias, a otros selenitas sin dopar, así nuestros resultados con los obtenidos por otros investigadores pueden contribuir a construir una visión más precisa sobre los mecanismos de registro en estos materiales

6 Conclusiones

El presente trabajo muestra la importancia fundamental que el registro auto-estabilizado tiene en la grabación de hologramas en materiales fotorrefractivos y en especial en un material como el Niobato de Litio, donde el registro puede durar horas dependiendo de las condiciones experimentales. Vimos que para la muestra estudiada conseguimos la saturación y que el tiempo de registro es de alrededor de 120 minutos. En estas condiciones es posible que el patrón de franjas se mantenga fijo y ajeno a perturbaciones externas durante el registro del Holograma.

Mostramos que solo con el uso de un sistema de fibras ópticas, cámara de vacío y auto-estabilización es posible obtener hologramas del 100% de eficiencia de difracción.

Mostramos un holograma fijo con $\eta=1$ realizando el registro con luz polarizada extraordinaria, en un arreglo experimental muy compacto y versátil, que permite el registro y la compensación simultánea.

En el proceso de registro, verificamos experimentalmente el modelo de Sturman, para el registro y compensación simultánea. Teniendo un excelente ajuste y aportando resultados importantes en el registro holográfico.

Se colocó en evidencia la importancia de tener en cuenta la divergencia del haz de prueba, a la hora de calcular la eficiencia de difracción.

Conseguimos grabar un holograma en BTO, sin la aplicación de un campo eléctrico externo, y colocamos en evidencias los centros responsables del fijado.

Mostramos como el método de borrado holográfico, es un excelente método, para determinar la energía de activación de las rejillas responsables del fijado Holográfico.

7 Referencias Bibliográficas

AMODEI, J. J., & Staebler, D. L. Holographic pattern fixing in electrooptic crystal. En: Appl Phys Lett. Abril, 1971, Vol. 18 N° 12, p. 540-542

ARIZMENDI, L. Thermal fixing of holographic gratings in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. En: J. Appl. Phys. Enero, 1989, Vol. 65 N° 2, p. 423-427.

ARIZMENDI, L., Lopez-Barrera, & Carrascosa, M. Twelve-fold increase of diffraction efficiency of thermally fixed holograms in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. En: J. Appl. Phys. Abril, 2005, vol 97, N° 7, p. 325-329.

ASHKIN, A., Boyd, D., Dziedzic, J. M., Smith, R. G., Ballaman, A. A., Levinstein, J. J., y otros. Optical-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO_3 and LiTaO_3 . En: Appl. Phys. Lett . Julio, 1966, Vol. 9 N°1, p. 72-74.

BASHAW, M. C., Barker, S., Mroczkowi, S., & Dube, R. R. Introduction, revelation and evolution of complementary gratings in photorefractive bismuth silicon oxide. En: Am. Phys. Soc. Septiembre, 1990, Vol. 42 N° 9, p. 5641-5648.

BASSEWITZ, J. P., Oliveira, I., & Frejlich, J. Self-stabilized recording of fixed gratings at high temperature in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. En: Appl. Opt. Octubre, 2008, Vol. 47 N° 29, p. 5315-5320.

BREER, S., Buse, K., Peithmann, K., Vogt, H., & Kratzig, E. Stabilized recording and thermal fixing of holograms in photorefractive lithium niobate cristal. En: Rev. Sci. Inst. Enero, 1988 Vol. 69, N° 4, p. 1591-1594.

BUSE, K., Adibi, A., & Psaltis, D. Non-volatile holographic storage in doubly doped lithium niobate crystals. En: Nature. Junio, 1998, Vol. 393, p. 665-668

CARRASCOSA, M., & Aguello-Lopez, F. Erasure of holographic gratings in photorefractive materials with two active species. En: Appl. Opt. Julio, 1988, Vol. 27 N° 14, p. 2851-2857.

CARRASCOSA, M., & Aguello-Lopez, F. (1990). Theoretical modeling of the fixing and developing of holographic gratings in LiNbO₃. En: J. Opt. Soc. Am. B . Junio 1990, Vol. 7, N° 12, p. 2317-2322.

CESCATO, L., & Frejlich, J. (1988). Self-diffraction for intrinsic optical modulation evolution measurement in photoresist. En: Appl. Opt. Mayo, 1988, Vol. 27, N°10, p. 1984-1987.

CESCATO, L., Mendes, G. F., & Frejlich, J. (1985). Response curve for photosensitive films: a derivative method. En: Appl. Opt. Abril, 1985, Vol. 24 N° 8, p. 1142-1146

CHEN, F. S., LaMacchia, J. T., & Fraser, D. B. Holographic storage in Lithium Niobate. En: App. Phys Lett. Junio, 1968, Vol 13, N° 7, p.223-225

COCHEZ, M., Ferriol, M., Bourson, P., & Aillerie, M. Influence of the dopant concentration on the OH- absorption band in Fe-doped LiNbO₃ single-crystal fibers. En: Opt. Mater. Julio, 2003, Vol. 21 p. 775-781.

DELBOULBE, A., Fromont, C., Herriau, J. P., Mallick, S., & Huignard, J. P. Quasi-nondestructive readout of holographically stores information in photorefractive Bi₁₂SiO₂₀ crystals. En: Appl. Phys. Lett. Agosto. 1989 Vol 55 , p. 713-715.

DOS SANTOS, P. A., Garcia, P. M., & Frejlich, J. Transport length, quantum efficiency and trap density measurement in Bi₁₂SiO₂₀. En: J.App.Phys. Julio, 1989, Vol 66, N°1 p. 247-251.

DOU, S. X., Ding, Y., Eichler, H. J., Zhu, Y., & Ye, P. X. (1996). Temperature dependent photorefractive properties of a Ce-doped BaTiO₃ crystal. En: Opt. Commun. Noviembre, 1996, Vol. 131, p. 322-326.

ELLABBAN, M. A., Mandula, G., Fally, M., Rupp, R. A., & Kovacs, L. Holographic scattering as a technique to determine the activation energy for thermal fixing in photorefractive materials. En: Appl. Phys. Lett, Diciembre, 2001, Vol. 78, N° 6 p. 844-847.

FREJLICH, J., & Cescato, L. Analysis of a phase-modulating recording mechanism in negative photoresist. En: J. Opt. Soc. Am. Julio, 1981, Vol 7,1 N°7, 873-878.

FREJLICH, J., & Clair, J. J. Index and surface simultaneous modulation in negative photoresist films. En: J. Opt. Soc. Am. Diciembre, 1977, Vol 67, N°12, p. 1644-1650.

FREJLICH, J., & Oliveira, I. Photorefractive running hologram for materials characterization. En: J. Opt. Soc. Am. B. Marzo, 2001, Vol 18, N°3, p. 291-297.

FREJLICH, J., Buse, K., Kuper, G., & Kratzig, E. Dark Build-Up of Holograms in BaTiO₃ After Recording. En: Appl. Phys. A. Agosto, 1993, Vol 57, p. 437-440.

FREJLICH, J., Montenegro, R., Inocente, N. R., Santos, P. V., Launay, J. C., Longeaud, C., y otros. Phenomenological characterization of photoactive centers in Bi₁₂TiO₂₀ crystals. En: J. Appl. Phys. Febrero, 2007, Vol 101, N° 4, p.101-123

FREJLICH, J., Montenegro, T. O., & Carvalho, J. F. (2008). "Characterization of photorefractive undoped and doped sillenite crystals using holographic and photoconductivity techniques". En: J. Opt. A: Pure Appl. Opt. Agosto. 2008, Vol. 10 N° 10, p. 1-8.

FREJLICH, J., Oliveira, I., Arizmendi, L., & Carrascosa, M. Fixed holograms in iron-doped lithium niobate: simultaneous self-stabilized recording and compensation. En: Appl. Opt. Enero, 2007, Vol 46 N° 2, p. 227-233..

GEHRTZ, M., Pinsl, J., & Brauchle, C. Sensitive detection of phase and absorption gratings: phase modulated, homodyne detected holography. En: Appl. Phys. B. Diciembre, 1987, Vol 43 N°2, p. 67-77.

GLASS, A. M., Von der Linde, D., Negran, T. J. High-Voltage bulk photovoltaic effect and photorefractive process in LiNbO₃. En: Appl. Phys. Lett., 1974, Vol. 25 N°4 p. 233-236.

HEATON, J. M., Mills, P. A., Paige, E. G., Solymar, L., & Wilson, T. Diffraction efficiency and angular selectivity of volume phase holograms recorded in photorefractive materials. En: Optica Acta, Mayo, 1984, Vol. 31, N° 8, p. 885-901.

HERRIAU, J. P., & Huignard, J. P. Hologram fixing process at room temperature in photorefractive Bi₁₂SiO₂₀ crystals. En: Appl. Phys. Lett., Abril, 1986 Vol 49, p.1140-1142.

HOU, S. L., Lauer, R. B., & Aldrich, R. E. Transport processes of photoinduced carriers in Bi₁₂SiO₂₀. En: J. Appl. Phys. Enero, 1973, Vol. 44, N° 18, p. 2652-2658.

JEREZ, V., Oliveira, I., & Frejlich, J. Fixed photorefractive hologram with maximum index-of-refraction modulation in LiNbO₃:Fe. En: J. Appl. Phys, Septiembre, 2009 Vol 106 N°6, p. 324-329.

JEREZ, V., Oliveira, I., & Frejlich, J. (2011). Optical recording mechanisms in undoped titanosillenite crystals. En: J. Appl. Phys. Enero, 2011, Vol 109, N° 2, p. 328-333.

KACZMAREK, M., Hribek, P., & Eason, R. W. Characterization of photorefractive properties of 'blue' Rh:BaTiO₃ via nonlinear wave mixing. En: J. Mod. Optics, Abril, 1996, Vol 53, p. 23-26 .

KAMSHILIN, A. A., & Petrov, M. P. Continuous reconstruction of holographic interferograms through anisotropic diffraction in photorefractive crystals. En: Opt. Commun, febrero, 1985, Vol. 53, N° 1, p. 23-26.

KAMSHILLIN, A. A. Simultaneous recording of absorption and photorefractive gratings in photorefractive crystals. En: Opt. Commun. Marzo, 1992, Vol. 93, p. 350-358.

KIRILLOV, D., & Feinberg, J. Fixable complementary gratings in BaTiO₃. En: Opt. Lett. Febrero, 1991, Vol. 16, N°19 p. 520-522 .

KOGELNIK, H. Coupled wave theory for thick hologram gratings. En: Bell Syst . Tech. J. Noviembre, 1969, Vol. 48, N° 9, 2909-2947.

KORNEEV, N., Veenhuis, H., Buse, K., & Kratzig, E. (2001). Thermal fixing of holograms and their electrically assisted development in barium calcium titanate crystals. En: J. Opt. Soc. Am. B. Noviembre, 2001, Vol. 18, N° 11, p. 1570-1577.

KOYSAL, O., Okutan, M., & San, S. E. Diffraction efficiency and I-V characteristics of metal-free phthalocyanine doped nematic liquid crystals. En: Mat. Chem. And Phys. Octubre, 2009, Vol. 114, p. 815-820.

KUKHTAREV, N. V., Markov, V. B., Odulov, S. G., Soskin, M. S., & Vinetskii, V. L. Holographic Storage in Electro-Optic crystals. I. Steady State". En: Ferroelectrics, Enero, 1979, Vol. 22 p. 949-960.

LANFREDI, S., Carvalho, J. F., & Hernandez, A. C. Electric and dielectric properties of Bi₁₂ TiO₂₀ single crystals. En: J. Appl. Phys. Marzo, 2000, Vol. 88, N° 1, p. 283-287.

MCCAHERON, S. W., Rytz, D., Valley, G. C., Klein, M. B., & Wechsler, B. A. Hologram fixing in Bi₁₂TiO₂₀ using heating and an ac electric field. En: Appl. Opt. junio, 1989, Vol 28, p. 1967-1969.

MÉNDEZ, A., & Arizmendi, L. Maximun diffraction efficiency of fixed holograms in lithium niobate. En: Opt. Mat, Marzo, 1988, Vol. 10, p. 55-59.

MIRANOVA, V., Lin, S. H., Sainov, V., Gospodinov, M., & Hsu, K. Y. Light-induced properties of Ru-doped Bi₁₂TiO₂₀ crystals. En: J. Opt. A: Pure Appl. Opt. Febrero, 2003, Vol. 5 p. 500-506.

MOHARAN, M. G., Gaylord, T. K., & Magnusson, R. Holographic grating formation in photorefractive crystals with arbitrary electron transport lengths. En: J. Appl. Phys. Agosto, 1979, Vol. 50 p. 5642-5645.

MONTENEGRO, R., Shumelyuk, A., Kumamoto, R., Carvalho, J. F., Santana, R. C., & Frejlich, J. (2009). Vanadium-doped photorefractive titanosillenite crystal. En: App. Phys. B. Julio, 2009, Vol.95 N° 12 p. 475-482.

MULLER, R., Santos, M. T., Arizmendi, L., & Cabrera, J. M. (1994). A narrow band interference filter with photorefractive LiNbO₃. En: J. Phys. D:Appl.Phys. Octubre, 1994, Vol. 27, p. 241-246.

OLIVEIRA, I., y Frejlich, J. Diffraction efficiency measurement in photorefractive thick volume holograms. En: J. Opt. A: Pure and Appl. Opt. Julio, 2003, Vol 5, p. 428-431.

OLIVEIRA, I., Frejlich, J., & Carrascosa, M. Nearly 100% diffraction efficiency fixed holograms in oxidized iron-doped LiNbO₃ crystals using self-stabilizad recording technique. En: Opt. Commun. Marzo, 2005, Vol. 247, p. 39-48.

OLIVEIRA, I., Frejlich, J., Arizmendi, L., & Carrascosa, M. (2005). Self estabilized holographic recording in reduced and oxidized lithium niobate crystals". En: Opt. Commun. Octubre, 2004, Vol. 229, p. 371-380.

PAPAZOGLU, D. G., Apostolidis, A. G., & Vanidhis, E. D. Index of refraction, optical activity and electro-optic coefficient of bismuth titaniumoxide ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$). En: Appl. Phys. B, Marzo, 1997, Vol. 65, N° 4-5, p. 499-503.

PAULIAT, G., Cohen, J. M., Allain, M., Launay, J. C., & Roosen, G. Determination of the photorefractive parameters of $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ crystals using transient grating analysis. En: Opt. Commun. Agosto, 1986, Vol. 59, N° 4, p. 687-688.

PENCHEVA, T. G., & Stepanov, S. I. Sign of mobile carriers in cubic photorefractive $\text{Bi}_{12}(\text{Si,Ge,Ti})\text{O}_{20}$ crystals. En: Sov Phys. Sol. Sta. Enero, 1982, Vol 4 , p.24-28.

RIHEMANN, S., Rickerman, F., Volkvo, F., Egorisheva, V., & Bally, V. (1997). Optical and photrefractive characterization of BTO crystal doped with Cd, Ca, Ga and V. En: J. NonLinear Opt. febrero, 1997, Vol. 6, p. 235-249.

SANTOS, P. V., Carvalho, J. F., & Frejlich, J. Photochromism, bleaching and photorefractive recording in undoped in undoped $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystals in the visible and near infrared wavelength range. En: Opt. Mat. Agosto, 2007, Vol. 29, p. 462-467.

SIDEBOTTON, D. L. Universal Approach for Scaling the ac Conductivity in Ionic Glasses. En: Phys. Rev. Lett. Mayo, 1999, Vol. 82, N° 18, p. 3653-3656.

STROHKENDL, F. P., Jonathan, J. M., Hellwarth, R. W. Hole-electron competition in photorefractive gratings. En: Opt. Lett. Marzo, 1986, Vol. 11, N° 5, p. 312-314.

STURMAN, B. I., Carrascosa, M., Agulló-López, F., & Limerez, J. (1998). Theory of high-temperature photorefractive phenomena in LiNbO_3 crystals and applications to experiment. En: Physical Rev. B. Mayo, 1988, Vol. 57, N° 20, p. 12792-12805.

TAKAMATSU, Y., Dunmeyer, D., Thomas, E. L., y Warde, C. Preparation, characterization, and heat resistance studies of a holographic photopolymer based on SU-8 epoxy resin. En: Opt. Lett. Enero, 2008, Vol. 33, N° 1, p. 7-9.

TOMITA, Y. On the nonphotoactive ionic species for thermal fixing of volume holograms in undoped barium titanate. En: Jap. J. Appl. Phys. Marzo, 1999, Vol. 38, p. 440-442.

VORMANN, H., Weber, G., Kapphan, S., & Kratzig, E. Hydrogen as origin of thermal fixing in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. En: Solid State Commun, Septiembre, 1981, Vol. 40, N° 5, p. 543-545.

WEIS, R. S., & Gaylord, T. K. (1985). Lithium Niobate: Summary of physical properties and crystal structure. En: Appl. Phys. A. Marzo, 1985, Vol. 34, N° 4, p.191-203.

YARIV, A., Orlov, S., Rakuljic, G., & Leyva, V. Holographic fixing, readout, and storage dynamics in photorefractive materials. En: Opt. Lett. Enero, 1995, Vol. 20, N° 11, p. 1334-1336.

Anexos

Anexo A. Máxima visibilidad del patrón de interferencia

La máxima visibilidad en las franjas de interferencia se presenta cuando la diferencia de camino óptico (DCO) es cero. Para encontrar la máxima visibilidad, se construyó un Mach-Zehnder, como se ve en la Fig.8.1.

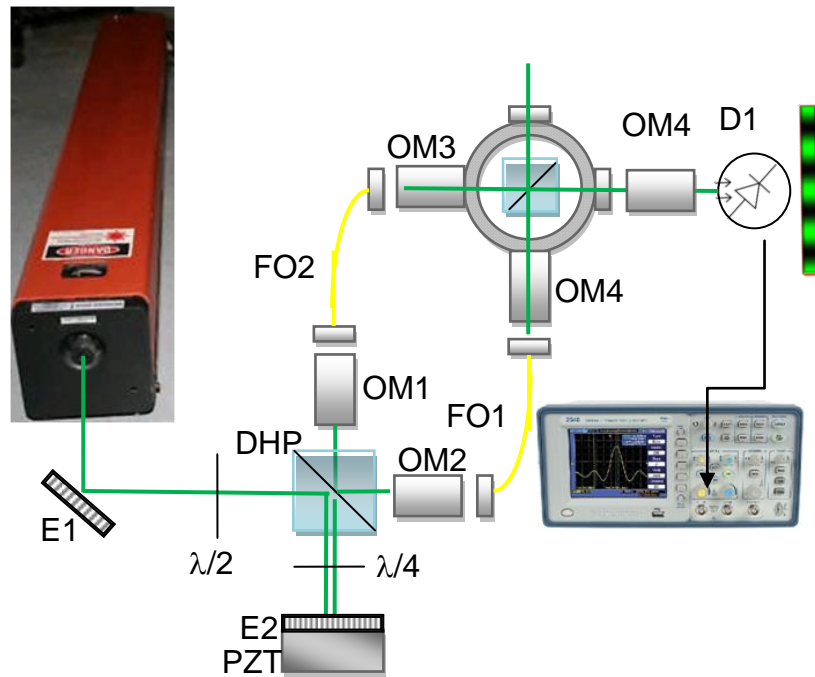


Figura A.1 Interferómetro Mach-Zehnder (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

Para ajustar la DCO, se desplazaba el objetivo de microscopio OM1, de forma paralela al haz, hasta obtener la máxima Visibilidad, $m=0.80$, la visibilidad fue calculada con la siguiente ecuación 32.

$$m = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (71)$$

Para obtener las intensidades máximas y mínimas, se hacía desplazar el PZT, Lo que producía un desplazamiento lateral de las franjas de interferencia, que incidían en el foto-detector, este desplazamiento armónico del patrón de interferencia era medido en el osciloscopio, del patrón sinusoidal de intensidad observado se medían, las intensidades máximas y mínimas. Con la cual se calculaba la visibilidad. Se ajustan los caminos hasta obtener la máxima visibilidad.

Anexo B. Teoría de Ondas Acopladas

Para determinar la capacidad de difracción que tiene un holograma, se usa la teoría de ondas acopladas (Kogelnik 1969). Seguidamente se presentan las ecuaciones de las ondas acopladas y consecuentemente la ecuación para la eficiencia de difracción. Para dos haces monocromáticos y coherentes $R(x)$ (haz de referencia incidente) y $S(x)$ (haz difractado), propagándose a lo largo de la dirección x , incidiendo sobre un holograma de volumen:

$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_1 \cos(\vec{K} \cdot \vec{r} + \phi_p), \quad (8.1)$$

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1 \cos(\vec{K} \cdot \vec{r} + \phi_A), \quad (8.2)$$

Las ecuaciones que acoplan R y S son:

$$\cos(\theta) \frac{\partial R}{\partial z} + \alpha R = ik_- S, \quad (8.3)$$

$$\cos(\theta) \frac{\partial S}{\partial z} + \alpha S = ik_+ R, \quad (8.4)$$

Con

$$k_+ = \frac{1}{2} \left(\frac{\omega \Delta n}{c} e^{i\phi_p} + i\Delta\alpha e^{i\phi_A} \right), \quad (8.5)$$

$$k_- = \frac{1}{2} \left(\frac{\omega \Delta n}{c} e^{-i\phi_p} + i\Delta\alpha e^{-i\phi_A} \right), \quad (8.6)$$

donde

$$\Delta n = \frac{\epsilon_1}{2\sqrt{\epsilon_0}} \quad (8.7)$$

$$\Delta\alpha = \frac{\mu c \sigma_1}{2\sqrt{\epsilon_0}} \quad (8.8)$$

Con los valores de las intensidades a la entrada del cristal tenemos la siguiente solución para la eficiencia de difracción para una red de fase pura:

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda \cos \theta} \right), \quad (8.9)$$

Y una rejilla de absorción:

$$\eta = \sinh^2 \left(\frac{\pi \Delta \alpha d}{2 \cos \theta} \right), \quad (8.10)$$

Anexo C. Medida de la selectividad angular

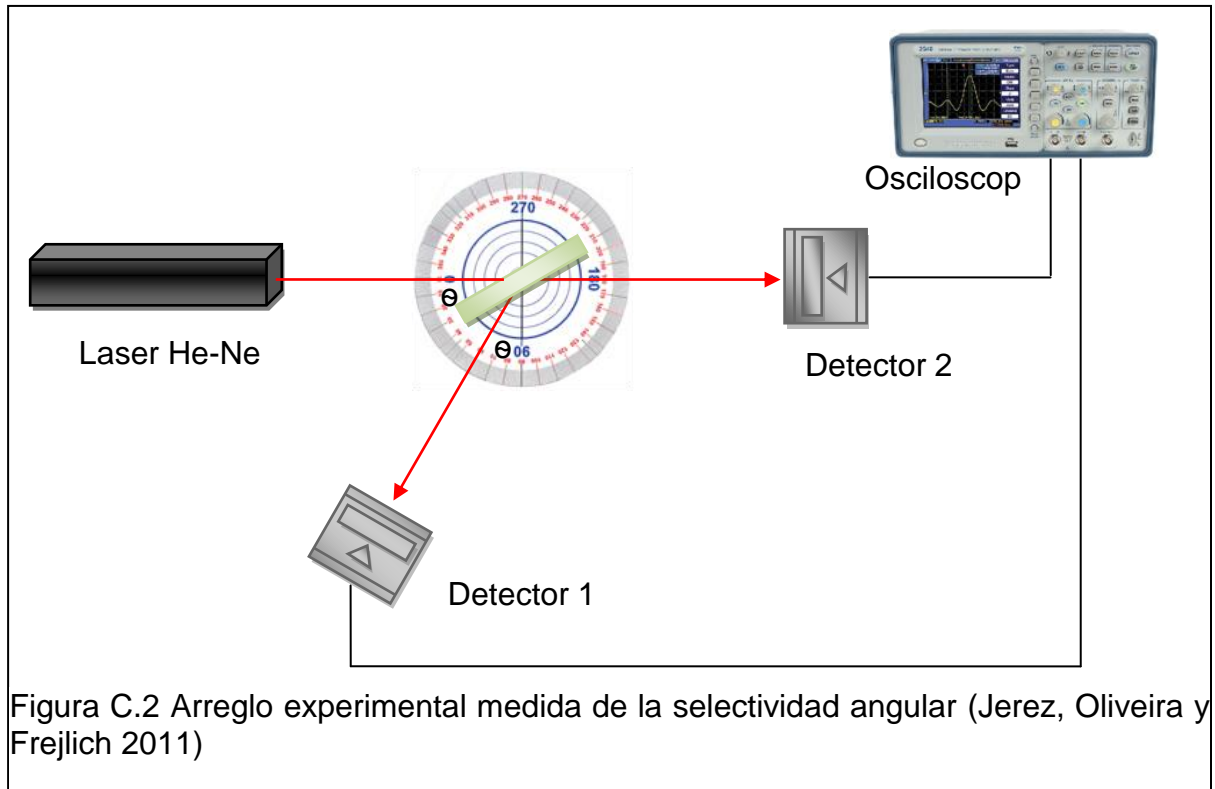


Figura C.2 Arreglo experimental medida de la selectividad angular (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

Para medir la eficiencia de difracción se utilizó un laser de Helio-Neón, de 633 nm de longitud de onda. La eficiencia de difracción se calculó usando la relación entre los haces difractado y el transmitido, medidos respectivamente con los detectores 1 y 2. Utilizando la definición de eficiencia de difracción

$$\eta(\theta) = \frac{I_d}{I_d + I_t} \quad (9.1)$$

Anexo D. Medida del poder rotatorio

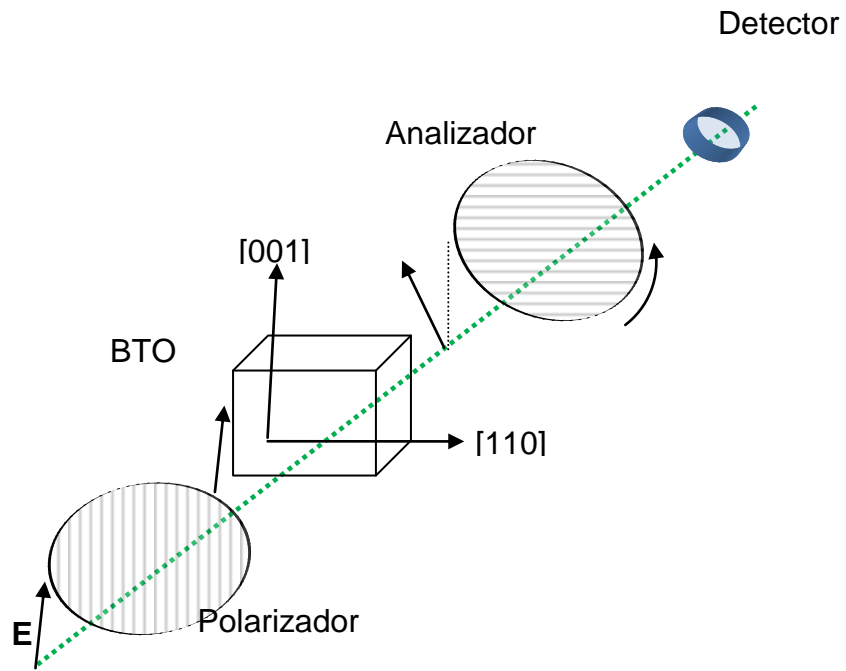


Figura D.3 Arreglo experimental para medir la actividad óptica (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

Para medir el poder rotatorio, utilizamos un polarizador y un analizador, Incidimos el haz con una polarización ordinaria y con los analizadores medidos el ángulo que roto de la polarización.

Difracción anisotrópica

El poder rotatorio se debe tener en cuenta, a la hora de hacer el registro holográfico, ya que de las polarizaciones de los haces de registro, en la entrada del cristal, depende la relación entre las polarizaciones entre el haz difractado y el haz transmitido a la salida del cristal..

Para obtener polarizaciones paralelas a la salida del cristal debemos se eligen polarizaciones que tengan polarizaciones verticales o horizontales en la mitad del cristal (Ver figura D.2).

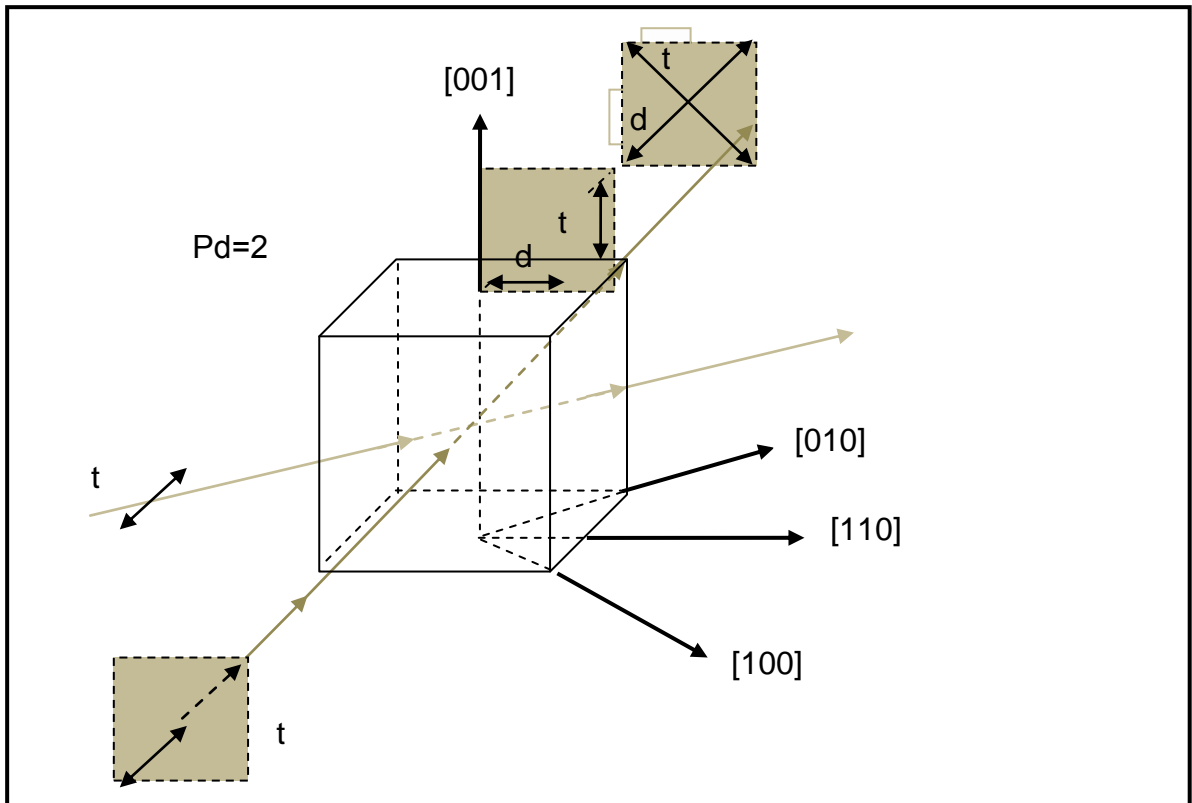


Figura D.4 Representación de la polarización de los haces transmitidos t y los difractados en el cristal BTO, a la salida del cristal tenemos polarizaciones paralelas de los haces transmitido y difractado (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011).

Este tipo de orientación, hace que los haces a la salida no se acoplen, y la intensidad resultante sea la suma de las dos intensidades ortogonales. Esta elección es un muy útil. Porque, con un polarizador podemos eliminar el haz transmitido y analizar la evolución del haz difractado, en tiempo real. O usar un divisor de haz polarizado, para separar los haces transmitido y difractado, y medir la eficiencia de difracción en un solo haz.

Otra de las formas es tener polarizaciones paralelas a la salida del cristal.

Para obtener polarizaciones paralelas a la salida del cristal debemos se eligen polarizaciones que tengan una polarización de 45° con la horizontal en la mitad del cristal.

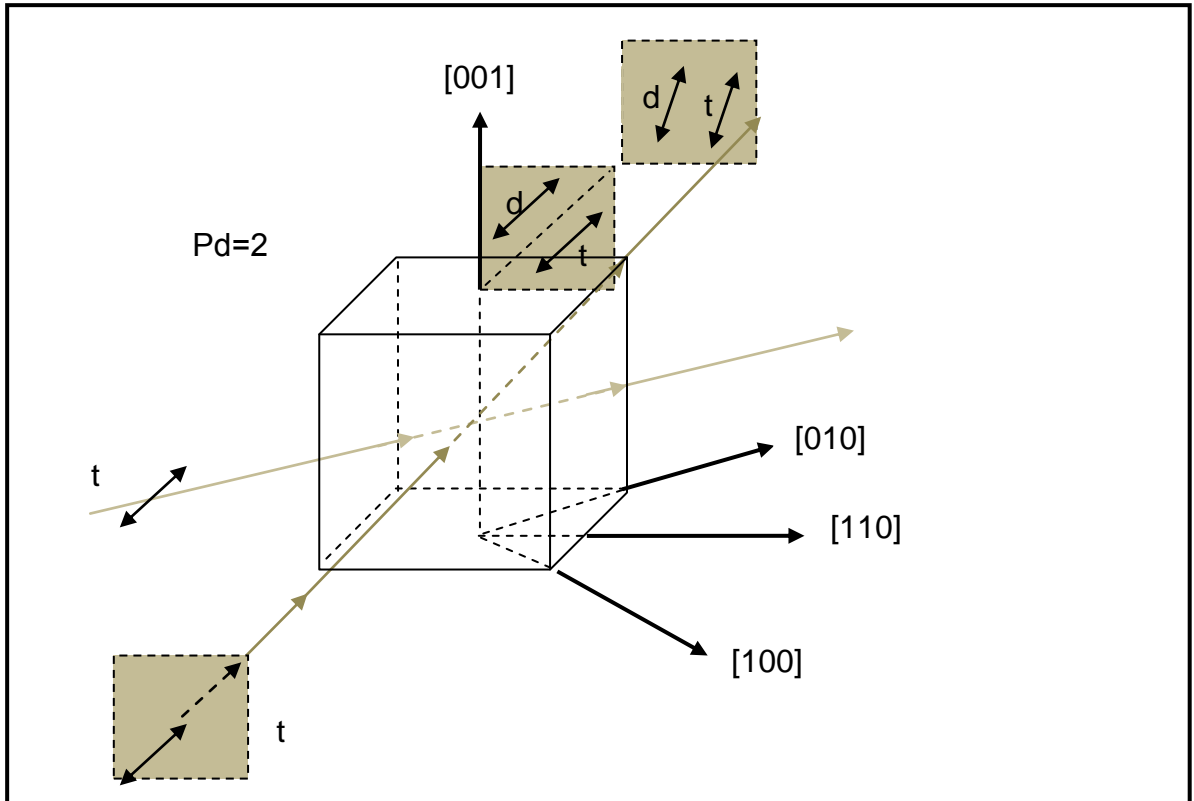


Figura D.5 Representación de la polarización de los haces transmitidos t y los difractados en el cristal BTO, a la salida del cristal tenemos polarizaciones perpendiculares de los haces transmitido y difractado. (Jerez, Oliveira y Frejlich 2011)

En este caso existe acople entre los dos haces, y la diferencia de fase entre los dos haces es cero. En esta investigación usamos esta configuración, para obtener una mayor eficiencia en la difracción.

En el capítulo 5 del Libro del profesor Jaime Frejlich, *Fotorrefractive materials*, se encuentra una descripción más detallada sobre el proceso de difracción anisotrópico.