

TESIS DEFENDIDA POR

David Noriega Urquidez

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Serguei Stepanov

Director del Comité

Dr. César Cruz Hernández

Miembro del Comité

Dr. Roger Sean Cudney Bueno

Miembro del Comité

Dr. Anatoly Khomenko

Miembro del Comité

Dr. Pedro Negrete Regagnon

*Coordinador del programa de posgrado en
Óptica*

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales

Director de Estudios de Posgrado

23 de febrero de 2011

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR
DE ENSENADA**



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA**

**LUZ LENTA/RÁPIDA EN ESTRUCTURAS CONTROLABLES DE REJILLAS DE
BRAGG EN NIOBATO DE LITIO**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

DAVID NORIEGA URQUÍDEZ

Ensenada, Baja California, México, febrero de 2011.

RESUMEN de la tesis de David Noriega Urquídez, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA con orientación en OPTOELECTRÓNICA. Ensenada, Baja California. Febrero de 2011.

Luz lenta/rápida en estructuras controlables de rejillas de Bragg en niobato de litio

Resumen aprobado por:

Dr. Serguei Stepanov
Director de Tesis

Se demostró por primera vez el control eléctrico de la propagación de luz lenta y luz rápida en una rejilla de Bragg fotorrefractiva formada en una guía de onda de niobato de litio con electrodos depositados a lo largo de esta, la cual se fabricó en el Instituto A. F. Ioffe de San Petersburgo, Rusia. Se encontró experimentalmente que la estructura posee una longitud de onda de Bragg de aproximadamente 1553.34 nm, un ancho espectral FWHM de 0.14 nm y una eficiencia de difracción de hasta aprox. 90%, que corresponde a una amplitud de modulación del índice de refracción de $\approx 1.1 \times 10^{-4}$. Se observó la sintonización de la longitud de onda de Bragg aplicando un voltaje uniforme a la guía de onda, obteniendo como resultado experimental un desplazamiento del máximo de Bragg por la mitad de su ancho espectral FWHM por la aplicación de un voltaje uniforme de 120 V con una razón de 0.6 pm/V. Se desarrolló una configuración experimental para medir el desplazamiento relativo de pulsos de luz del orden de picosegundos y se seleccionó 12.5 GHz como la frecuencia óptima de repetición de los pulsos de trabajo con duración de 80 ps. Se obtuvieron valores de adelanto del pulso de hasta 19 ps y retraso de hasta 13 ps en comparación a un pulso con longitud de onda fuera del rango de reflexión de Bragg. Se determinó la razón máxima de control de retraso/adelanto de los pulsos por el voltaje aplicado a la estructura la cual es igual a 0.4 ps/V. Se evaluó el desplazamiento teórico de los pulsos que se debería presentar en la estructura utilizando el formalismo de propagación dispersiva por medio del modelo de Lorentz y también por cálculos basados en las ecuaciones de ondas acopladas. Se encontró que los valores máximos de desplazamiento en el centro de la línea de transmitancia se encuentran cercanos a los valores obtenidos experimentalmente.

Palabras Clave: Luz lenta/rápida, niobato de litio, rejillas de Bragg.

ABSTRACT of the thesis presented by David Noriega Urquídez, as a partial requirement to obtain the MASTER OF SCIENCE degree in OPTICS with orientation in OPTOELECTRONICS. Ensenada, Baja California, México. February 2011.

Slow/fast light in lithium niobate Bragg gratings controllable structures

It was demonstrated for the first time the electrical control of slow light and fast light propagation in a photorefractive Bragg grating formed in a lithium niobate waveguide with electrodes deposited throughout this, which was made in the A. F. Ioffe Institute of San Petersburg, Russia. It was experimentally found that the structure has a Bragg wavelength about 1553.34 nm, a spectral width FWHM of 0.14 nm and a diffraction efficiency of about 90%, which mean a refractive index modulation of about 1.1×10^{-4} . It was observed the Bragg wavelength tuning by applying a uniform voltage to the waveguide which enables the spectral profile displacement for a half of its FWHM as about 120 V with a rate of 0.6 pm/V. It was developed an experimentally configuration to measure the picoseconds pulses relative shift and it was selected 12.5 GHz as the optimum pulse repetition rate with 80 ps duration. It was obtained pulse advancement of even 19 ps and pulse delay of even 13 ps compared to a pulse with a wavelength outside Bragg reflection. It was determined the maximum pulse advanced/delay control rate by voltage applied to the structure as 0.4 ps/V. It was evaluated the theoretical pulse shift that would be present in the structure using the dispersive propagation formalism by the Lorentz model and also by based calculations of coupled wave equations. It was found that maximum shift values in the center of an absorption line are close to the experimentally obtained.

Keywords: Slow/fast light, optical switching devices, lithium niobate, Bragg gratings.

Dedicado con mucho cariño a mis padres
Ismael Noriega Acosta y Guadalupe Urquidez Gaspar
y a mi hermana Zaida.

A mi novia Kenia Ordoñez Molina

Agradecimientos

A mis padres, hermana, abuelos, tíos, primos y a mi novia y su familia por su apoyo siempre incondicional.

Al Dr. Serguei Stepanov por permitirme trabajar a su lado, por su paciencia y consejos.

A los miembros del comité de tesis por sus recomendaciones y tiempo dedicado.

Al Dr. Alexander Shamray, del Instituto Ioffe de San Petersburgo Rusia, por fabricar la estructura de LiNbO_3 utilizada en esta tesis.

Al Dr. Horacio Soto y al Dr. Mikhail Shlyagin por permitirme utilizar sus respectivos equipos de laboratorio.

Al Dr. Eliseo Hernández, Dr. Marcos Plata y M. en C. Juan Carlos Domínguez por sus consejos, sugerencias y su ayuda siempre oportuna en el laboratorio.

A los miembros del grupo de “Rejillas Dinámicas” por su ayuda, crítica constructiva y propuestas valiosas.

A todos los investigadores del posgrado que de alguna manera contribuyeron a la realización de este trabajo.

A mis compañeros y amigos estudiantes del posgrado por sus consejos, apoyo y sobre todo por su amistad.

Al CONACYT por la beca otorgada para realizar la maestría.

CONTENIDO

	Página
Resumen español	i
Resumen inglés	ii
Dedicatorias	iii
Agradecimientos	iv
Contenido	v
Lista de figuras	vii
Lista de tablas	xi
Capítulo I. Introducción	1
I.1 Antecedentes.....	1
I.2 Objetivos de la tesis.....	5
I.3 Organización y contenido.....	6
Capítulo II. Luz lenta y rápida en medios dispersivos y periódicos	7
II.1 Luz en medios homogéneos sin dispersión.....	7
II. 2 Luz en medios dispersivos.....	11
II.3 Luz en medios periódicos.....	22
II.3.1 Rejillas de volumen y condiciones de Bragg.....	22
II.3.2 Ecuaciones de ondas acopladas.....	25
II.3.3 Propiedades dispersivas y luz lenta/rápida en medios periódicos.....	32
Capítulo III. Estructura de Bragg fotorrefractiva controlada por un campo eléctrico	35
III.1 Fabricación de estructuras de Bragg de niobato de litio.....	35

CONTENIDO (continuación)

	Página
III.1.1 Efecto fotorrefractivo.....	35
III.1.2 Fabricación de la guía de onda.....	37
III.1.3 Grabado de la rejilla.....	38
III.2 Estructura del Instituto Ioffe.....	41
III.3 Caracterización espectroscópica.....	42
III.4 Sintonización de la longitud de onda de Bragg aplicando voltaje.....	46
III.5 Revelado de la rejilla de Bragg.....	48
Capítulo IV. Propagación de pulsos de 12.5 GHz.....	51
IV.1 Sistema experimental.....	51
IV.2 Transmitancia y reflectancia de pulsos con diferente longitud de onda y duración.....	53
IV.3 Experimentos de control de propagación de los pulsos aplicando voltaje.....	58
IV.4 Discusión de los resultados y comparación con predicciones teóricas.....	62
Capítulo V. Conclusiones del trabajo de tesis.....	67
V.1 Resultado general.....	67
V.2 Resultados particulares.....	67
V.3 Propuestas para desarrollo de estructuras más efectivas.....	69
Bibliografía.....	70

LISTA DE FIGURAS

<i>Figura</i>		Página
1	Comportamiento del índice de refracción n (a), coeficiente de absorción α (b) y velocidad de fase v_f y velocidad de grupo v_g (c) cerca de una línea de absorción óptica (Jackson, 1962).....	1
2	Buffer óptico de longitud L que almacena una señal cierto tiempo τ . La señal de salida es igual a la señal de entrada y p es una constante de proporcionalidad (Chang-Hasnain <i>et al.</i> , 2004).....	2
3	Dispositivo de óptica integrada que contiene una guía de onda superficial con una rejilla de Bragg grabada sobre esta en un cristal electro-óptico de niobato de litio (Shamray <i>et al.</i> , 2005).....	5
4	Envolvente de una onda modulada que representa la suma de dos ondas monocromáticas.....	14
5	Ilustración de diferentes regímenes de propagación de un pulso de luz (Boyd y Gauthier, 2001).....	16
6	Formas de onda del pulso obtenido a la salida de la fibra óptica para diferentes ganancias y pérdidas de Brillouin (Thévenaz <i>et al.</i> , 2006)...	17
7	Ensanchamiento de la envolvente compleja de un pulso como resultado de la propagación en un medio dispersivo.....	18
8	Propagación de la envolvente del pulso propagándose en un medio con $n_g < 0$ (a) y la propagación del pulso en el vacío y en un medio con $n_g < 0$ (b) (Dogariu <i>et al.</i> , 2001).....	21
9	Esparcimiento de una onda plana monocromática en un medio periódico.....	23
10	Rejilla de reflexión.....	25
11	Distribución de las intensidades de onda incidente y onda difractada a través de la rejilla (condiciones de Bragg exactas).....	28
12	Eficiencia de difracción de una rejilla de reflexión como función de κL	29
13	Espectro de reflexión de una rejilla de Bragg, con longitud de 8mm y $\lambda_B=1553.41$ nm para tres diferentes valores de κL	30

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
14	Espectro de transmisión de una rejilla de Bragg, con longitud de 8mm y $\lambda_B=1553.41$ nm para tres diferentes valores de κL	31
15	Espectro de reflexión R y cambio de fase ϕ para la señal difractada, con $\kappa L=3$	32
16	Ilustración de la formación de una rejilla de fase por el efecto fotorrefractivo.....	37
17	Esquema del grabado de la rejilla de Bragg en una guía de onda de LiNbO_3	39
18	Imagen de la estructura.....	41
19	Diagrama esquemático de la estructura.....	42
20	Espectro de emisión de la fuente de luz (fluorescencia de la fibra dopada con erbio).....	43
21	Arreglo experimental para tomar los espectros en modo de transmisión.....	43
22	Perfil teórico y curva experimental del espectro en modo de transmitancia para una rejilla de 8 mm de longitud, λ_{Br} de 1553.36 nm y eficiencia de difracción de 90%.....	44
23	Arreglo experimental para tomar los espectros en modo de reflexión..	46
24	Espectro de reflectancia.....	46
25	Sintonización de la longitud de onda de Bragg aplicando voltaje uniforme.....	47
26	Dependencia de longitud de onda de Bragg del voltaje aplicado (uniforme).....	48
27	Deterioro de la rejilla de Bragg.....	49
28	Respuesta espectral de la lámpara utilizada para realizar el revelado de la rejilla.....	50
29	Revelado de la rejilla de Bragg.....	50

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
30	Arreglo experimental utilizado para la propagación de pulsos cortos a través de la estructura de Bragg.....	51
31	Señal de entrada y de salida observada para una longitud de onda de 1552 nm.....	53
32	Señales de salida de la estructura de Bragg para diferentes longitudes de onda.....	55
33	Ajuste a una función seno de la señal de entrada y de salida de la estructura para 1552 nm.....	55
34	Perfil de desplazamiento de la señal de entrada y de salida observada a 0 V (la línea cortada representa el perfil de transmitancia).....	57
35	Comparación del perfil de desplazamiento de los pulsos sin voltaje aplicado a la estructura antes (en rojo) y después (en negro) del proceso de revelado.....	57
36	Perfil de desplazamiento de los pulsos para frecuencias de modulación de 5 GHz (color negro) y 8 GHz (color rojo).....	58
37	Perfiles de desplazamiento del pulso de salida (línea continua) y perfiles de transmitancia (línea discontinua) a 100 V (a) y 300 V (b). Perfil de desplazamiento sin aplicación de voltaje (línea discontinua gris).....	59
38	Perfiles de desplazamiento de los pulsos para voltajes positivos (a) y para voltajes negativos (b).....	60
39	Dependencias de desplazamiento de los pulsos como función del voltaje aplicado obtenidas para diferentes longitudes de onda.....	61
40	Evaluación de la razón máxima de control de retraso de pulsos por el voltaje aplicado.....	62
41	Perfiles de transmisión óptica (línea solida) y de desplazamiento del pulso (línea discontinua) calculados para una rejilla de Bragg de 8 mm de longitud con eficiencia máxima de difracción de 80%.....	64

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
42	Adelanto máximo (línea solida) y retraso máximo (línea discontinua) del pulso en la luz transmitida en función de la eficiencia de difracción de la rejilla.....	65

LISTA DE TABLAS

Tabla		Página
I	Potencias medidas antes y después del acoplador óptico.....	53

Capítulo I

Introducción

1.1 Antecedentes

Desde la década pasada ha habido gran interés en el desarrollo de técnicas que permitan una modificación significativa de la velocidad de grupo de un pulso de luz propagándose a través de un medio material (Boyd y Gauthier, 2001 y Milonni, 2005). Como está aceptado en la literatura moderna, la propagación de luz se dice que es “lenta” si la velocidad de grupo es mucho menor que la velocidad de fase en este medio. Al contrario, la luz se llama “rápida”, cuando su velocidad de grupo es mucho mayor que velocidad de fase, o incluso mayor que la velocidad de la luz en el vacío c (aproximadamente 300,000 km/s). Este tipo de comportamiento (Brillouin, 1960) se observa, en particular, cerca de líneas angostas de absorción o transmitancia, donde también se observa un cambio rápido de índice de refracción (ver figura 1).

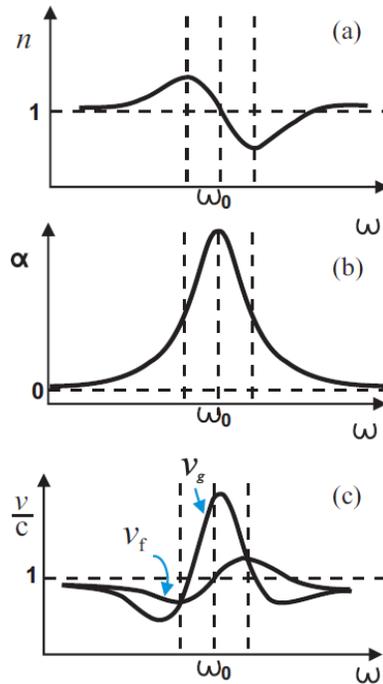


Figura 1. Comportamiento del índice de refracción n (a), coeficiente de absorción α (b) y velocidad de fase v_f y velocidad de grupo v_g (c) cerca de una línea de absorción óptica (Jackson, 1962).

Las variaciones del índice de refracción que producen velocidades de grupo inusuales proporcionan efectos de interés como lo es la posibilidad de que el índice de refracción sea negativo. Veselago (Veselago, 1968) fue el primero en considerar seriamente esta posibilidad y algunas consecuencias.

Se han encontrado aplicaciones de luz lenta en líneas de retraso ópticamente controlables (Lenz *et al.*, 2001), buffers ópticos (ver figura 2) y métodos de sincronización y de retraso de tiempo para apertura sintética de radar (Boyd *et al.*, 2006) y almacenamiento totalmente óptico (Krauss, 2007). La sincronización de datos, los buffers de datos sintonizables y la correlación de patrones se pueden implementar en dispositivos de telecomunicaciones cuyas tasas de datos exceden los 10 GHz (Ramasmami y Sivarajan, 2002). La región de longitudes de onda cercanas a 1550 nm es de particular interés para los sistemas de comunicaciones por fibra óptica (Agrawal, 2001). Actualmente, las técnicas más conocidas para proveer la propagación de luz lenta/rápida adecuada para los sistemas de comunicaciones ópticas son la saturación de amplificadores ópticos de semiconductor (Chang-Hasnain y Chuang, 2006) o procesos paramétricos en fibras ópticas tales como Brillouin y Raman (Gehring *et al.*, 2008).

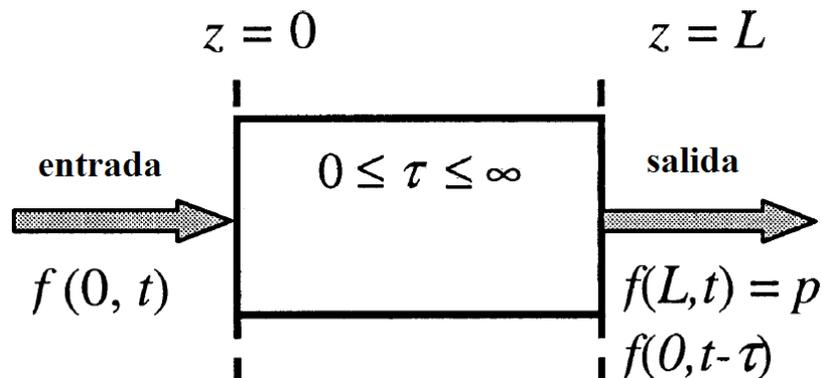


Figura 2. Buffer óptico de longitud L que almacena una señal cierto tiempo τ . La señal de salida es igual a la señal de entrada y p es una constante de proporcionalidad (Chang-Hasnain *et al.*, 2004).

El concepto de luz lenta –en el caso en que la velocidad de grupo es igual a cero– también puede tener aplicaciones como memorias cuánticas ya que el almacenaje y regeneración de luz puede ser hecha sin la pérdida de información así como el estado cuántico del pulso

original. Esta información es temporalmente impresa en el medio de luz lenta (Milonni, 2005).

Los efectos de luz lenta también pueden encontrar aplicaciones interferométricas de alta sensibilidad, en particular, en detectores de ondas gravitacionales tipo anillo láser de Sagnac de área cero, o en un giroscopio de anillo láser súper sensible (Yum *et al.*, 2008).

Una rejilla de Bragg funciona como un filtro óptico en reflexión con una selectividad de longitud de onda muy alta. Una rejilla de 5 mm de longitud puede proveer un ancho espectral medido a la mitad del máximo (FWHM por sus siglas en inglés) de aproximadamente 0.1 nm para luz incidente de 1550 nm (Shamray *et al.*, 2005). Existen publicaciones anteriores (Yoffe *et al.*, 1998; Viegas *et al.*, 2007 y Qian *et al.*, 2009) sobre la aplicación de luz lenta/rápida en rejillas de Bragg permanentes (Kashyap, 1999) formadas por luz UV en fibras ópticas. Los sistemas de este tipo pueden manejar pulsos con frecuencias mayores a 10 GHz en el rango espectral de 1550 nm necesarios para los sistemas de comunicaciones ópticas. Sin embargo, las técnicas de control de longitud de onda de Bragg propuestas (cambio de la temperatura, presión mecánica, o bombeo óptico) son bastante lentas.

El confinamiento de luz en una guía de onda de un cristal fotónico y sus propiedades de dispersión resultantes ofrecen sofisticadas posibilidades para realizar complejos dispositivos de óptica integrada. Potencialmente, estas guías de onda también facilitan la creación de líneas de retardo para la sincronización de paquetes de datos, compensación de la dispersión y el fenómeno de luz lenta. Sin embargo la utilización práctica de luz lenta en guías de onda formadas en estos cristales está limitada debido a un pequeño ancho de banda inherente y a un ensanchamiento de pulsos debido a la dispersión no-lineal (Frandsen *et al.*, 2006).

Los cristales fotorrefractivos poseen propiedades ópticas que los distinguen de otros medios no lineales tales como medios Kerr, cristales líquidos y absorbedores saturables. Por ejemplo, umbrales de intensidad extremadamente bajos o prácticamente no existentes, además de que el índice de refracción se modifica solo cuando la onda incidente tiene

variaciones espaciales en intensidad (Günter y Huignard, 1989 y Petrov *et al.*, 1991). En particular, el grabado de las rejillas fotorrefractivas de Bragg está basado en esta última propiedad.

En especial, los cristales de niobato de litio (LiNbO_3) son sustratos materiales prometedores para aplicaciones en óptica integrada por sus propiedades no lineales destacadas, por ejemplo los efectos electro-óptico, acusto-óptico y fotorrefractivo (Prokhorov *et al.*, 1996). Los materiales electro-ópticos ofrecen una característica única: con el uso de campos eléctricos externos, el índice de refracción del material y así, la constante de propagación del modo guiado pueden ser incrementados o reducidos, dependiendo del signo del campo eléctrico aplicado (Huckriede *et al.*, 2003).

Para cualquier circuito integrado, las guías de onda son los elementos básicos y en LiNbO_3 se pueden fabricar guías de onda de alta calidad. Algunas técnicas de fabricación son por difusión interna de capas delgadas depositadas de titanio (Schmid y Kaminov, 1974) o por intercambio de protones (Jackel *et al.*, 1983).

Una nueva aplicación de guías de onda de LiNbO_3 son rejillas holográficas que pueden ser grabadas con luz en la región espectral del azul y el verde y se pueden utilizar con luz infrarroja (Kip y Huckriede, 2003). Especialmente en la banda de comunicaciones ópticas con longitudes de onda de 1.3 a 1.5 μm no se han observado cambios en el índice de refracción inducidos por luz en LiNbO_3 a intensidades comunes en modo continuo (Huckriede *et al.*, 2003). Para asegurar una durabilidad de las rejillas grabadas se utiliza la técnica de fijado térmico de los patrones de índice de refracción la cual también las hace insensibles contra el borrado con luz visible (Huckriede *et al.*, 2000).

Si la rejilla de Bragg se forma en un material electro-óptico, la reflexión de la longitud de onda central puede ser sintonizada por la aplicación de un campo eléctrico externo que cambia el índice de refracción efectivo (difracción controlada eléctricamente) –ver figura 3– (Petrov *et al.*, 2001). En LiNbO_3 una discontinuidad en el índice de refracción promedio de la rejilla de Bragg puede ser producida y controlada eléctricamente escogiendo una

distribución espacial apropiada del campo eléctrico externo aplicado (Shamray *et al.*, 2005).

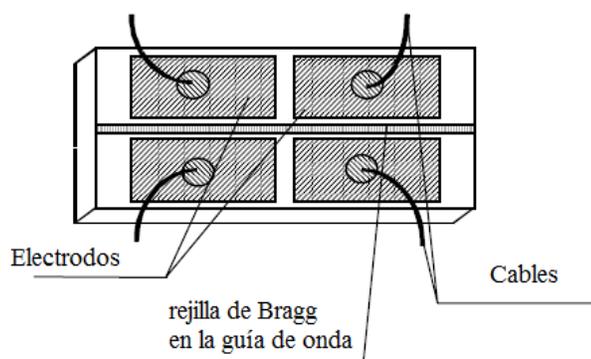


Figura 3. Dispositivo de óptica integrada que contiene una guía de onda superficial con una rejilla de Bragg grabada sobre esta en un cristal electro-óptico de niobato de litio (Shamray *et al.*, 2005).

En el artículo (Lin *et al.*, 2000) se publicaron los resultados sobre la observación de luz lenta en una rejilla de volumen fotorrefractiva de niobato de litio. En este caso, la longitud de onda de Bragg se mantuvo fija (es decir, no estuvo controlada por ningún mecanismo). Cabe mencionar, que para los cristales fotorrefractivos también existe una serie de publicaciones sobre luz lenta/rápida por el mezclado de dos ondas mediante rejillas de Bragg dinámicas (Podivilov *et al.*, 2003). El grabado de estas rejillas dinámicas es bastante lento (en el rango de 10^0 - 10^{-3} s) así como también el control de las condiciones de Bragg, las cuales no son aplicables en los sistemas reales de comunicaciones ópticas.

I.2 Objetivos de la tesis

El objetivo principal de este trabajo de tesis es la generación de nuevos conocimientos sobre luz lenta/rápida eléctricamente controlable en rejillas de Bragg formadas en la superficie de un cristal de niobato de litio.

Las metas particulares son:

- Caracterización espectral de la reflexión y transmisión de la rejilla de Bragg antes mencionada, bajo la aplicación de diferentes voltajes de control.

- Investigación de la propagación de pulsos de luz con frecuencia de repetición de hasta 12.5 GHz en el rango espectral cerca de la difracción de Bragg de la rejilla, y observación de la propagación lenta/rápida controlable por el voltaje externo.
- Consideración teórica de las propiedades de difracción y propagación de los pulsos de la estructura usando el formalismo de ondas acopladas y su comparación con los resultados experimentales.
- Evaluación de la posibilidad de utilizar la estructura bajo consideración en sistemas de comunicaciones de fibra óptica, direcciones de mejorarla y comparación con las técnicas alternativas.

En este trabajo se utilizó una estructura de rejilla de Bragg de niobato de litio desarrollada y fabricada en el laboratorio del Dr. Alexander Shamray del Instituto A. F. Ioffe de la Academia de Ciencias de Rusia (San Petersburgo, Rusia).

I.3 Organización y contenido

El presente trabajo está estructurado de forma general de la siguiente manera:

El capítulo II contiene el fundamento teórico de la propagación de luz en medios materiales, los conceptos de luz lenta y luz rápida, la teoría de difracción de Bragg aplicada en rejillas de volumen y la teoría de ecuaciones de ondas acopladas.

En el capítulo III se analiza el proceso de fabricación y las propiedades de una estructura de Bragg fotorrefractiva controlada por un campo eléctrico, así como la caracterización espectroscópica de la estructura y experimentos para la sintonización de la longitud de onda de Bragg aplicando un campo eléctrico.

El capítulo IV muestra los resultados de la propagación de pulsos de luz a través de la estructura para observar los efectos de luz lenta y rápida y se comparan los resultados experimentales con análisis teóricos.

Finalmente, en el capítulo VI se muestran los resultados principales de este trabajo y se presentan algunas propuestas para desarrollar estructuras más efectivas.

Capítulo II

Luz lenta y rápida en medios dispersivos y periódicos

En este capítulo se presentan los fundamentos de propagación de luz en medios dispersivos y periódicos como lo es una rejilla de Bragg. Se introducen y se analizan los conceptos de velocidad de grupo, de luz lenta y luz rápida.

II.1 Luz en medios homogéneos sin dispersión

Todos los fenómenos electromagnéticos incluyendo la propagación de ondas electromagnéticas se describen por un conjunto de ecuaciones conocidas como ecuaciones de Maxwell (Griffiths, 1999):

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J}, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (4)$$

donde \mathbf{E} es el vector de campo eléctrico, \mathbf{H} es el vector de campo magnético, \mathbf{B} es el vector de inducción magnética, \mathbf{D} es el vector de desplazamiento eléctrico, \mathbf{J} es el vector de densidad de corriente y ρ es la densidad de carga. Los cuatro vectores de campo están relacionados por las siguientes ecuaciones materiales:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}, \quad (6)$$

donde $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m es la permitividad dieléctrica del vacío y $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m es la permeabilidad magnética del vacío, ambas son constantes, \mathbf{P} es el vector de polarización eléctrica y \mathbf{M} es el vector de polarización magnética.

El vector de polarización eléctrica \mathbf{P} representa la respuesta del medio bajo la influencia de un campo eléctrico. En el régimen lineal, es decir, cuando el campo eléctrico es relativamente pequeño comparado con el campo inter-atómico, el vector de polarización eléctrica es proporcional al vector de campo eléctrico y se define como:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}, \quad (7)$$

donde χ es la susceptibilidad eléctrica del medio. En un medio no-isotrópico como lo son algunos cristales electro-ópticos, χ es un tensor de rango 2 (se representa por una matriz de 3 x 3 elementos).

Sustituyendo \mathbf{P} de (7) en (5), se obtiene

$$\mathbf{D} = \epsilon_0(1 + \chi)\mathbf{E} = \epsilon\mathbf{E}, \quad (8)$$

donde

$$\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi), \quad (9)$$

es la constante dieléctrica del medio.

En general, las fuentes de campos electromagnéticos son la densidad de corriente \mathbf{J} y la densidad de carga ρ . Sin embargo, en regiones donde \mathbf{J} y ρ son cero, se pueden también encontrar soluciones a las ecuaciones de Maxwell que no son cero para los vectores de campo (\mathbf{E} y \mathbf{H}) existentes. Los campos electromagnéticos que ocurren en medios sin cargas ni corrientes y que varían con el tiempo son llamados ondas electromagnéticas (Yeh, 1993).

Considerando un campo electromagnético en un medio donde la densidad de carga y la densidad de corriente son cero y además el vector de polarización magnética \mathbf{M} es cero (medio no magnético), las ecuaciones de Maxwell se pueden reescribir en términos de los vectores de campo \mathbf{E} y \mathbf{H}

$$\nabla \times \mathbf{E} + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0, \quad (10)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0, \quad (11)$$

$$\nabla \cdot \epsilon \mathbf{E} = 0, \quad (12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0. \quad (13)$$

Utilizando algebra vectorial en las ecuaciones (10) a (13) y suponiendo que el medio es homogéneo (sus propiedades no dependen de las coordenadas espaciales) e isotrópico (no depende de la orientación) se puede obtener la siguiente ecuación

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (14)$$

la cual es conocida como la ecuación de onda y que obviamente sirve para cada componente del vector de campo eléctrico. Se puede también encontrar una ecuación de onda similar para \mathbf{H} .

En el caso unidimensional, cuando hay dependencia de los campos a lo largo de un solo eje (por ejemplo, z) la ecuación de onda se reduce a una forma más sencilla:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \mathbf{E} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (15)$$

Cabe mencionar, que esta ecuación adquiere este nombre ya que cada función del tipo

$$E(z \pm \sqrt{\mu_0 \epsilon} t), \quad (16)$$

representa una onda propagándose a lo largo del eje $\pm z$ sin cambio en su forma y es una solución de la ecuación (15). Es posible mostrar por una sustitución directa de la ecuación

(16) en (15). En particular, las ondas planas monocromáticas (es decir, con una frecuencia ω fija) del tipo

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \quad (17)$$

también son soluciones parciales de la ecuación (14). Aquí \mathbf{k} es el vector de onda y su dirección corresponde a la dirección de propagación de una onda plana; su valor k está dado por

$$k = |\mathbf{k}| = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon} = \frac{\omega}{v}. \quad (18)$$

La velocidad de propagación de las ondas electromagnéticas descritas por las ecuaciones (14) y (15) está dada por:

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon}}. \quad (19)$$

En el vacío, la velocidad de una onda electromagnética (velocidad de la luz) se define como:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}, \quad (20)$$

que es aproximadamente igual a 2.9979×10^8 m/s.

El índice de refracción n de un medio isotrópico está definido como

$$n = \frac{c}{v} = \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

Cabe mencionar que en la presente consideración el índice de refracción, el cual representa todas las propiedades del material, se mantuvo constante, por lo que consideramos un

material sin dispersión (es decir, sin dependencia de n sobre la frecuencia de luz). En dichos materiales todas las ondas electromagnéticas se propagan sin cambio en su forma (solución general en ecuación (16)). Por esta razón, no es posible hacer una distinción entre las velocidades de fase y de grupo ya que ambas son iguales.

II.2 Luz en medios dispersivos

En los materiales reales se observa el efecto de absorción de luz, y como resultado, también se observa una dependencia del índice de refracción sobre la frecuencia de la luz $n(\omega)$: este efecto se conoce como dispersión. La consideración más sencilla de este efecto se base en el modelo de Lorentz (Jackson, 1962), donde el material absorbente se presenta como un conjunto de osciladores clásicos con una frecuencia de resonancia ω_0 . En la figura 1 se presenta una línea de absorción con una forma Lorentziana junto con el perfil de índice de refracción.

En realidad, el modelo de Lorentz resulta en dos componentes de la susceptibilidad óptica χ :

$$\chi = \chi' + i\chi'', \quad (22)$$

una real χ' y la otra imaginaria χ'' las cuales están dadas como:

$$\chi' = \chi_0 \frac{\frac{\Delta\omega}{\delta\omega}}{1 + \left(\frac{\Delta\omega}{\delta\omega}\right)^2}, \quad (23)$$

$$\chi'' = -\chi_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\omega}{\delta\omega}\right)^2}. \quad (24)$$

Aquí $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, χ_0 es el valor de la susceptibilidad para frecuencias mucho menores a la frecuencia de resonancia y $\delta\omega$ es la mitad del ancho espectral FWHM de la línea resonante

de absorción. Estas dos componentes de la susceptibilidad están relacionadas con la absorción óptica $\alpha(\omega)$ y el índice de refracción $n(\omega)$ por las siguientes relaciones (Saleh y Teich, 1991):

$$\alpha(\omega) = -\left(\frac{\omega}{n_0 c_0}\right) \chi''(\omega), \quad (25)$$

$$n(\omega) = n_0 + \frac{\chi'(\omega)}{2n_0}. \quad (26)$$

Por otro lado, las componentes espectrales real χ' e imaginaria χ'' de una respuesta causal están relacionadas por las relaciones de Kramers-Kronig (Saleh y Teich, 1991):

$$\chi'(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega' \chi''(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega', \quad (27)$$

$$\chi''(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\chi'(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'. \quad (28)$$

Estas relaciones muestran, en particular, que para cualquier perfil de la componente real de una respuesta espectral de un sistema causal siempre hay solo un perfil de la componente imaginaria y viceversa. También existe una relación determinada entre el valor absoluto de la respuesta (por ejemplo de la transmitancia del sistema) y el cambio de fase en la señal de salida.

Si una onda monocromática se propaga a través de un material dispersivo, el proceso de propagación de esta onda (con solo una frecuencia ω) ocurre al igual que en un material sin dispersión, con el mismo índice de refracción $n(\omega)$ y con una velocidad

$$v_f(\omega) = \frac{c}{n(\omega)}, \quad (29)$$

la cual depende de la frecuencia de la onda. Esta velocidad se conoce como velocidad de fase, porque con esta velocidad se propagan los frentes de onda, o los puntos de fase fija.

Una onda monocromática no trae consigo ninguna información, y en los sistemas de comunicaciones ópticas, la propagación de pulsos, o mejor dicho, la propagación de la envolvente del pulso óptico, es la de mayor importancia. Existe una distinción entre la velocidad de ondas individuales (monocromáticas) llamada velocidad de fase y la velocidad a la cual se propaga el pico del paquete de ondas, conocida como velocidad de grupo. Un pulso contiene muchas componentes espectrales (ondas monocromáticas), las cuales se propagan con sus propias velocidades. En el vacío la velocidad de fase es constante e igual a c , por esta razón la velocidad de grupo también es la misma, pero en un medio dispersivo estas velocidades son diferentes (Marangos, 2000).

Normalmente el índice de refracción se incrementa cuando se incrementa la frecuencia (dispersión normal) pero dentro de una línea de absorción la parte real del índice de refracción $n(\omega)$ decrece cuando se incrementa la frecuencia (ver figura 1). Tal dispersión anómala fue observada por primera vez en vapor de sodio en la región espectral del visible y del ultravioleta (Wood, 1904).

Lord Rayleigh comentó que la velocidad de un pulso de luz dentro de un medio viaja a la “velocidad de grupo” en lugar de la velocidad de fase (Rayleigh, 1881); posteriormente desarrolló la teoría de transparencia y opacidad y la teoría de dispersión anómala (Rayleigh, 1899). Sommerfeld y Brillouin estudiaron la luz propagándose en materiales opacos absorbentes y mostraron teóricamente que dentro de una línea de absorción (donde la dispersión es anómala), la velocidad de grupo puede ser mayor que c (Brillouin, 1960).

Es más fácil obtener la ecuación para la velocidad de grupo utilizando el análisis de propagación de un par de ondas monocromáticas. Si consideramos dos ondas planas con la misma polarización y amplitud pero ligeramente diferentes en frecuencia ω y número de onda k , la suma de las dos ondas es proporcional a (Milonni, 2005):

$$\begin{aligned} \exp \{i[(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)z]\} + \exp \{i[(\omega - \Delta\omega)t - (k - \Delta k)z]\} = \\ = 2\exp [i(\omega t - kz)] \cos \Delta\omega \left(t - \frac{\Delta k}{\Delta\omega} z \right). \end{aligned} \quad (30)$$

El factor $\exp[i(\omega t - kz)]$ representa una onda portadora monocromática con velocidad de propagación igual a la velocidad de fase $v_f = \omega/k$. El factor que contiene el coseno proporciona la onda de modulación o “envolvente” (ver figura 4).

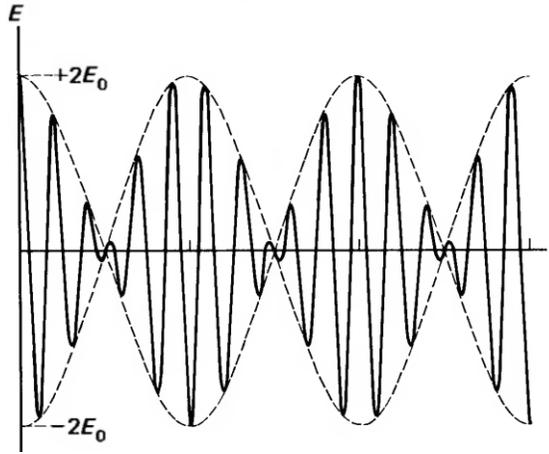


Figura 4. Envolvente de una onda modulada que representa la suma de dos ondas monocromáticas.

Si $\Delta\omega$ y Δk son pequeños comparados con ω y k , la envolvente varía lentamente comparado con la frecuencia portadora y se propaga con una velocidad $\Delta\omega/\Delta k$. Si agregamos un grupo de ondas con poca dispersión en frecuencias y números de onda ω y k , se obtiene similarmente una onda portadora con velocidad de fase ω/k y una envolvente (en este caso con una forma más complicada) con velocidad de grupo:

$$v_g = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} = \frac{d\omega}{dk}. \quad (31)$$

En un medio transparente (donde la absorción es insignificante), el número de onda para la componente de onda de frecuencia ω es

$$k(\omega) = 2\pi n(\omega) \frac{\omega}{c}, \quad (32)$$

y la velocidad de grupo v_g está dada por:

$$v_g = \left[\frac{dk(\omega)}{d\omega} \right]^{-1} = \frac{c}{n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega}} = \frac{c}{n_g}, \quad (33)$$

donde el índice de refracción grupal n_g está dado por

$$n_g = n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega}. \quad (34)$$

En un medio transparente donde la dispersión es normal y $dn/d\omega \geq 0$ en la ecuación (33), se tiene que $v_g < v_f$ y se presenta el efecto conocido como “luz lenta”. En casos especiales donde la dispersión normal es muy alta en una región reducida de frecuencias tal que $\omega dn/d\omega \gg 1$, se pueden obtener velocidades de grupo muy pequeñas, como en el caso reportado en (Hau *et al.*, 1999), de hasta 17 m/s en gas de sodio ultra frío.

Para el caso de dispersión anómala, el término $dn/d\omega \leq 0$ y la velocidad de grupo aumenta y puede llegar a ser mayor que la velocidad de fase (luz rápida); la propagación de la envolvente del pulso puede ser mayor que c ($v_g > c$). En algunas situaciones puede tender a ser infinita ($v_g \rightarrow \infty$) y además puede volverse negativa ($v_g < 0$). La figura 5 muestra diferentes casos de propagación de luz: lenta, normal, rápida (mayor que c) y con velocidad negativa:

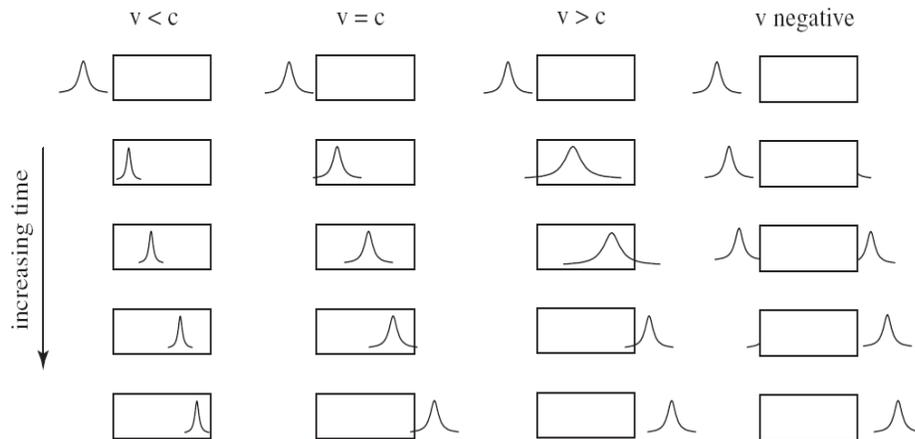


Figura 5. Ilustración de diferentes regímenes de propagación de un pulso de luz (Boyd y Gauthier, 2001).

En un medio dispersivo cada componente en frecuencia tiene su propia velocidad de fase. Se cambian además las fases relativas entre ellas y la forma del pulso se desplaza haciendo que la envolvente del pulso se desplace (con velocidad de grupo). En particular, la dispersión anómala provoca interferencia entre las diferentes componentes en frecuencia del pulso que producen el efecto de avance de pulso, o más aun, el efecto de propagación mayor que c o con velocidad negativa (Marangos, 2000 y Wang *et al.*, 2000).

Garret y McCumber (1970) mostraron que cuando un pulso Gaussiano se propaga en un medio lineal que tiene una línea de absorción en la vecindad de la frecuencia central (portadora) del pulso, pueden aparecer velocidades de grupo mayores que c , siempre y cuando el ancho de banda del pulso sea más pequeño que el ancho de banda de la línea de absorción y el medio sea suficientemente corto. Bajo tales circunstancias, el pulso conserva su forma Gaussiana, su ancho no cambia para diferentes profundidades exponenciales de absorción y la posición de los instantes de amplitud máxima siguen la expresión para la velocidad de grupo, incluso si ésta es mayor que la velocidad de la luz o negativa. Esto es resultado de un reajuste en la forma del pulso y el proceso de desplazamiento lineal en el cual la parte trasera de un pulso se absorbe más que la parte frontal.

El hecho de que cualquier pico de absorción óptica tiene un ancho de banda estrecho impide que todas las componentes en frecuencia del pulso dado experimenten la misma velocidad de grupo y amplitud de transmitancia. Esto conlleva a una severa distorsión del

pulso en el caso de luz rápida (pico del pulso modificado y atenuado en comparación con un pulso que viaja a velocidad de luz normal en un medio (ver figura 6), resultando en un frente del pulso más pronunciado y una parte posterior del pulso más larga en el caso de un fuerte adelanto del pulso, como se observa en la figura 6 para un experimento de esparcimiento Brillouin estimulado en una fibra óptica estándar monomodo de 2 m de longitud. En el caso de un retraso del pulso, el pico del pulso es amplificado con respecto a las partes frontal y posterior del pulso y la simetría del pulso se conserva (Thévenaz *et al.*, 2006).

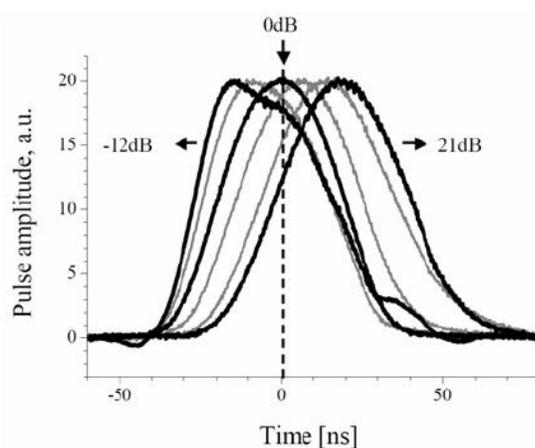


Figura 6. Formas de onda del pulso obtenido a la salida de la fibra óptica para diferentes ganancias y pérdidas de Brillouin (Thévenaz *et al.*, 2006).

Chu y Wong (1982) también demostraron experimentalmente la propagación de luz en el régimen lineal en un cristal GaN con velocidades de grupo negativas. En este tipo de experimentos es inevitable la distorsión de la forma del pulso de luz ocasionada por la absorción.

El concepto de luz lenta/rápida y las distorsiones en la forma del pulso transmitido se tratan de forma más rigurosa usando la aproximación de la variación lenta de la envolvente (SVEA por sus siglas en inglés); ver por ejemplo (Agrawal, 1995). Esta técnica se usa para determinar la envolvente compleja $\mathcal{A}(z, t)$ del pulso con frecuencia portadora ω_0 que viaja en la dirección z (ver figura 7) en un medio lineal, homogéneo y dispersivo a partir de la envolvente compleja del pulso incidente $\mathcal{A}(0, t)$ en $z = 0$ la cual es una función conocida.

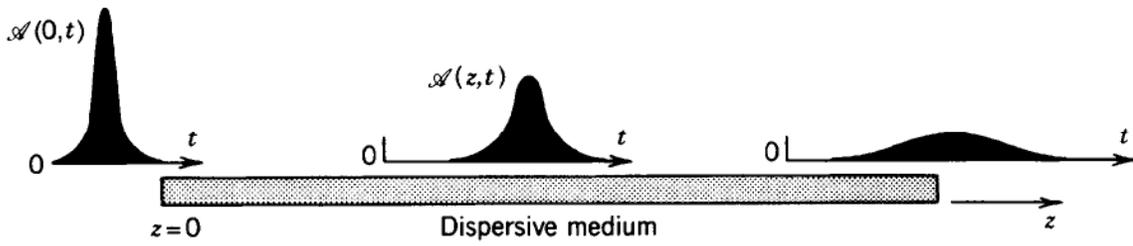


Figura 7. Ensanchamiento de la envolvente compleja de un pulso como resultado de la propagación en un medio dispersivo.

Considerando que el sistema es lineal, en el dominio de la frecuencia (ω) se tiene que

$$A(z, \omega) = \mathcal{H}(\omega)A(0, \omega), \quad (35)$$

con la función de transferencia del sistema lineal

$$\mathcal{H}(\omega) = \exp \left[-\frac{1}{4\pi} \alpha(\omega)z - \frac{i}{2\pi} [\beta(\omega) - \beta(\omega_0)]z \right], \quad (36)$$

donde α es el coeficiente de absorción óptica y β es la constante de propagación.

Ya que $\mathcal{A}(z, t)$ varía lentamente en comparación con la frecuencia central ω_0 , la transformada de Fourier $A(z, \omega)$ es una función de ω con ancho $\Delta\omega \ll \omega_0$. Para simplificar el análisis suponemos que el rango de frecuencias $\Delta\omega$ está centrado en ω_0 y el coeficiente de atenuación α es aproximadamente constante. Si la constante de propagación β varía ligera y gradualmente con ω , se puede aproximar por los primeros términos de la expansión en serie de Taylor:

$$\beta(\omega) \approx \beta(\omega_0) + \omega \frac{d\beta}{d\omega} + \frac{1}{2} \omega^2 \frac{d^2\beta}{d\omega^2}. \quad (37)$$

Sustituyendo (37) en (36) se obtiene una expresión aproximada para la función de transferencia $\mathcal{H}(\omega)$:

$$\mathcal{H}(\omega) \approx \mathcal{H}_0 \exp(-i\omega\tau_d) \exp\left(-\frac{i}{4\pi} D_\omega z \omega^2\right), \quad (38)$$

donde \mathcal{H}_0 es un factor de atenuación que es equivalente a

$$\mathcal{H}_0 = e^{-\alpha z/2}, \quad (39)$$

D_ω es el coeficiente de dispersión igual a

$$D_\omega = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = \frac{d^2\beta}{d\omega^2}, \quad (40)$$

y τ_d es un tiempo de retraso que se define como

$$\tau_d = \frac{z}{v_g} = z \frac{d\beta}{d\omega}. \quad (41)$$

De aquí se puede obtener una ecuación diferencial que describe la propagación de la envolvente del pulso $\mathcal{A}(z, t)$; sustituyendo (38) en (35), derivando este resultado respecto a z y aplicando la transformada inversa de Fourier se obtiene una ecuación diferencial parcial:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathcal{A} + \frac{\alpha}{2} \mathcal{A} - i \frac{D_\omega}{4\pi} \frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial t^2} = 0, \quad (42)$$

que representa la ecuación para la envolvente que varía lentamente en un medio dispersivo.

Para analizar los principales resultados que se derivan de esta ecuación, es conveniente pasar a un “tiempo local” T , el cual está desplazado en cada punto z por el tiempo de propagación entre la entrada y este punto particular:

$$T = t - z/v_g, \quad (43)$$

Aplicando un cambio de variables (de t y z a T y z respectivamente) a la ecuación (42) se tiene:

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathcal{A} + \frac{\alpha}{2} \mathcal{A} - i \frac{D_\omega}{4\pi} \frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial T^2} = 0. \quad (44)$$

Entonces, si el coeficiente de dispersión D_ω es pequeño y es posible despreciar a este término en (42), la ecuación se reduce a:

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathcal{A} = -\frac{\alpha}{2} \mathcal{A}. \quad (45)$$

Por lo que si en la ecuación (37) solo los dos primeros términos son significativos, la envolvente del pulso se propaga sin cambio en su forma, únicamente con la disminución de su amplitud como $\exp(-\alpha z/2)$.

El término con el coeficiente de dispersión da lugar a un cambio de forma del pulso de tipo difusivo (el pulso se vuelve más suave, amplio y con menor amplitud). Sin entrar en detalles, mencionamos que la ecuación (44) tiene forma de la ecuación de Schrödinger, la cual describe, en particular, la propagación de un haz óptico en la aproximación paraxial. Entonces en nuestro caso de propagación de un pulso, el tiempo local se mide en la dirección de las coordenadas transversales en la propagación de haces Gaussianos por ejemplo. Las distorsiones de pulso asociados con términos más altos en la ecuación (37) también se consideran en (Agrawal, 1995).

Finalmente, discutimos otro problema importante. Parece que la propagación de luz con velocidades de grupo mayores que c está en contradicción con los postulados principales de la relatividad especial (Jackson, 1962). Esta teoría fundamental de física moderna dice que de ninguna manera (incluyendo las ondas electromagnéticas) es posible transmitir

información con velocidades mayores que c . Aun más, parece que la propagación con velocidad de grupo negativa contradice al principio de causalidad, ya que la señal en la salida de un material aparece antes que la señal entre por completo al material (ver figura 8).

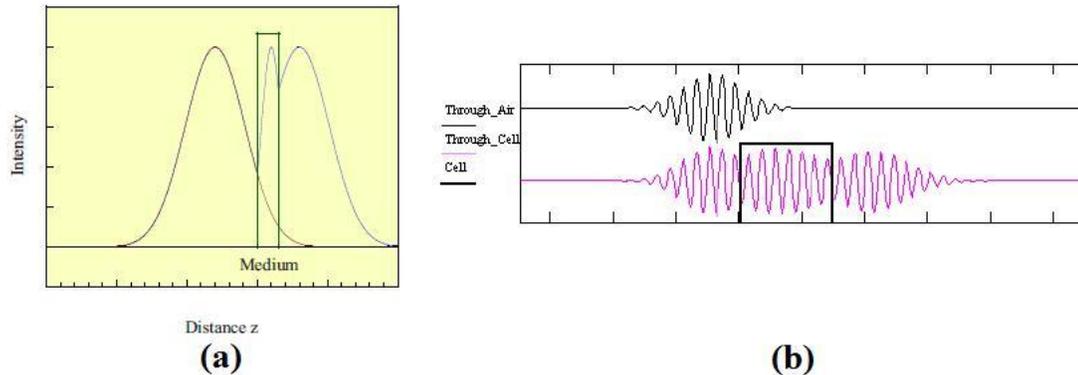


Figura 8. Propagación de la envolvente del pulso propagándose en un medio con $n_g < 0$ (a) y la propagación del pulso en el vacío y en un medio con $n_g < 0$ (b) (Dogariu *et al.*, 2001).

Estas contradicciones visibles están asociadas con nuestro concepto intuitivo de que el momento de envío de información (por ejemplo, de un bit en un sistema digital de comunicaciones ópticas) corresponde al máximo de un pulso de luz (ver figura 8). De hecho el punto inicial de envío de información es donde empieza a formarse el pulso enviado. En el caso de un medio sin dispersión (por ejemplo espacio vacío) este pulso sin cambio en su forma alcanza la salida del medio después de un tiempo de retraso igual a L/c . En un medio que soporta la propagación de luz rápida, el máximo del pulso puede alcanzar la salida con un tiempo de retraso menor, comparado con la propagación en un medio sin dispersión (propagación mayor que c) o más aun aparecer a la salida del material antes de que el máximo entre al material.

Podemos esperar que en este caso las distorsiones de la forma del pulso sean inevitables. Sin embargo, como mostraron Sommerfeld y Brillouin, el máximo nunca puede rebasar el punto inicial del pulso, el cual se propaga siempre con velocidad igual a c (Brillouin, 1960). Esto es porque todos los sistemas de luz lenta tienen un ancho de banda limitado, por esta razón la velocidad de grupo mayor que c o negativa sirve solo para las componentes espectrales de la envolvente de baja frecuencia, las cuales, forman el máximo suave del

pulso en la figura 8. El lado donde empieza a formarse la envolvente del pulso se forma predominantemente con las frecuencias más altas, afuera del área espectral donde se observa la propagación rápida. Estas componentes se propagan con velocidades de fase igual a c , sin que se observe dispersión, por esta razón este punto siempre se propaga con velocidad igual a c .

Entonces, podemos decir, que el máximo del pulso puede propagarse más rápido que c , sin contradecir el postulado de relatividad especial, porque su formación en la entrada del medio ya está retrasada del momento cuando el trasmisor tomó la decisión de enviar este bit de información.

II.3 Luz en medios periódicos

II.3.1 Rejillas de volumen y condiciones de Bragg

De manera general se puede considerar un medio periódico como una estructura cuya constante dieléctrica es una función periódica de la posición:

$$\epsilon(\mathbf{x}) = \epsilon(\mathbf{x} + \mathbf{a}), \quad (46)$$

donde \mathbf{a} es un vector de valor constante. En el caso de un medio periódico unidimensional la ecuación anterior se convierte en:

$$\epsilon(z) = n^2(z) = n^2(z + \Lambda), \quad (47)$$

donde z es una medida de la posición y Λ es la periodicidad. En particular, un material fotorrefractivo se puede convertir en un medio periódico que proporcione una modulación periódica del índice de refracción (Yeh, 1993). Esto se puede lograr iluminando el material con un patrón de intensidad de luz periódicamente espaciado. El índice de refracción de un medio periódico se puede escribir como

$$n(z) = n_0 + n_1 p(z), \quad (48)$$

donde n_0 y n_1 son constantes y $p(z)$ es una función periódica con amplitud máxima igual a 1 y valor promedio igual a cero. En la ecuación 48, n_0 es el índice de refracción del material sin modulación espacial y n_1 es la amplitud del índice de modulación. En la mayoría de los cristales fotorrefractivos, n_1 está en el orden de $10^{-3} - 10^{-5}$ (Yeh, 1993).

En general, se puede definir básicamente a una rejilla de difracción como cualquier elemento óptico capaz de lograr una variación periódica en la amplitud o en la fase de luz que incide sobre la rejilla. Un medio óptico que posee un índice de refracción que varía periódicamente actúa como una rejilla ya que impone una variación de la fase de la luz que se propaga a través de ella. Tales rejillas (ecuación 47) se conocen como rejillas de índice (Agrawal, 2001).

Si se considera el esparcimiento de una onda plana monocromática desde un medio periódico en el cual el índice de modulación está conferido a un arreglo de planos equidistantes tal que la reflexión desde esos planos es especular, cada uno de esos planos refleja solamente una pequeña porción de la onda plana incidente. La luz esparcida consiste en la superposición lineal de todas las ondas reflejadas. Los haces difractados de alta eficiencia se obtienen cuando todas las ondas planas reflejadas de diferentes planos se suman constructivamente.

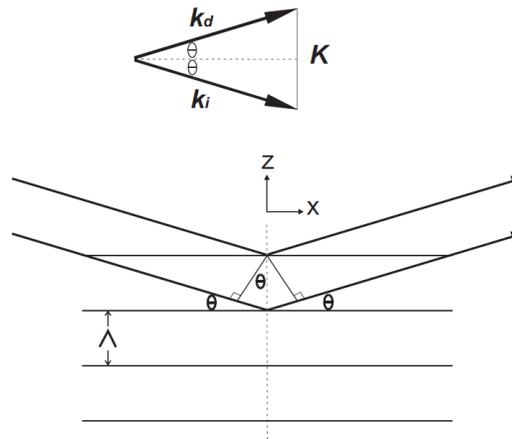


Figura 9. Esparcimiento de una onda plana monocromática en un medio periódico.

En el diagrama presentado en la figura 9 podemos ver que dicha interferencia constructiva se observa cuando la luz incide a un ángulo θ (medido respecto a los planos de índice de refracción constante) se refleja también al mismo ángulo θ tal que:

$$\Lambda(\text{sen } \theta + \text{sen } \theta) = m\lambda/\bar{n}, \quad (49)$$

donde Λ es el periodo de la rejilla, λ es la longitud de onda de la luz que incide al medio, \bar{n} es el índice de refracción promedio y m (un número entero) es el orden de difracción de Bragg. Si $m = 1$, el periodo de la rejilla se relaciona con la longitud de onda en el vacío como:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\bar{n}\text{sen}\theta}, \quad (50)$$

esta condición se conoce como la condición de Bragg y las rejillas que satisfacen esta condición se conocen como *rejillas de Bragg*. Físicamente, la condición de Bragg asegura que las reflexiones débiles que ocurren de todos los planos reflejantes se sumen en fase para producir una reflexión fuerte (Agrawal, 2001).

El vector de onda \mathbf{K} de la rejilla apunta en la dirección en la cual el índice de refracción está cambiando de manera periódica y se define como:

$$\mathbf{K} = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (51)$$

Tomando en cuenta que la longitud de vector de cada onda (incidente \mathbf{k}_i y difractada \mathbf{k}_d) tiene el valor $2\pi\bar{n}/\lambda$, la condición de Bragg también puede ser expresada por una ecuación vectorial:

$$\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i + \mathbf{K}, \quad (52)$$

la cual también se muestra en la figura 9.

II.3.2 Ecuaciones de ondas acopladas

Para conocer la intensidad de los haces difractados en medios periódicos, una buena técnica es utilizar el análisis de modos acoplados (Yeh, 1993). Consideramos un medio periódico (figura 10) con un índice de refracción dado por

$$n = n_0 + n_1 \cos Kz, \quad (53)$$

donde n_0 y n_1 son constantes y la variación del índice de refracción es puramente senoidal.

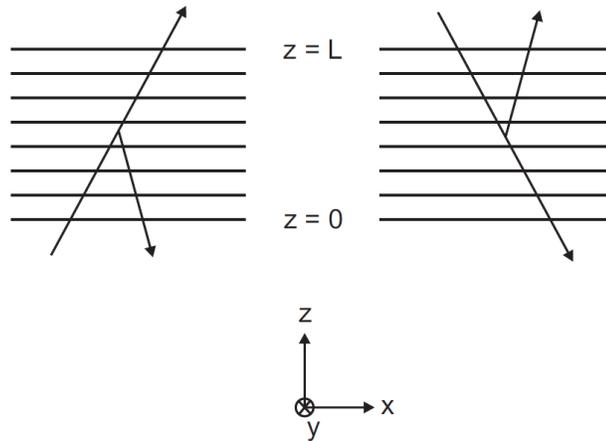


Figura 10. Rejilla de reflexión.

Supongamos que el campo eléctrico total está dado por la suma de los campos de las ondas incidente y difractada,

$$E = A_1 e^{i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})} + A_2 e^{i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})}, \quad (54)$$

donde \mathbf{k}_1 y \mathbf{k}_2 son vectores de onda de la onda incidente y de la onda difractada y están conectados por la ecuación vectorial (52), ω es la frecuencia de la luz y A_1 y A_2 son las amplitudes de las ondas incidente y difractada respectivamente. En el análisis posterior supongamos que las amplitudes se cambian dentro del volumen de la rejilla, pero también aceptamos que estos cambios son mucho más lentos que las fluctuaciones ondulatorias con

periodo espacial λ/n_0 (aproximación de la variación lenta de la envolvente). Suponemos también que las ondas están polarizadas a lo largo del eje y en la figura 10.

En el caso especial de que A_1 y A_2 son constantes a lo largo de z , el campo eléctrico presentado en la ecuación 54 es una solución a la ecuación de onda (15) en la ausencia de una variación periódica del índice de refracción (n igual a n_0 y constantes a lo largo de z). Los números de onda de ambas ondas están relacionados con la frecuencia angular como:

$$|\mathbf{k}_1| = |\mathbf{k}_2| = \frac{n_0\omega}{c}. \quad (55)$$

En la presencia de una variación periódica en el índice de refracción ($n_1 \neq 0$), las dos ondas están acopladas y sus amplitudes A_1 y A_2 son funciones de la posición. Considerando el plano x - z como el plano de incidencia, la conservación de momento requiere que \mathbf{k}_2 también deba estar en este plano. Las amplitudes A_1 y A_2 en general son funciones de x y z . Sin embargo para simplificar la consideración aceptamos que A_1 y A_2 sean funciones solamente de z , es decir, supongamos que no hay cambios a lo largo de los ejes x y y considerando que cada uno de ellos es uniforme.

También limitamos nuestra consideración para el caso de interés principal en este trabajo de tesis: el análisis de modos acoplados en las “rejillas de reflexión”. En esta configuración la onda difractada sale de la rejilla del mismo lado de donde la onda incidente entra (ver la figura 10), es decir, consideramos la difracción “atrás”. El caso opuesto son las “rejillas de transmitancia”, donde el vector de la rejilla tiene orientación predominante a lo largo del eje x , y la onda difractada sale la rejilla por su cara opuesta.

El análisis de propagación de ondas para este caso es relativamente simple porque el medio es homogéneo en las direcciones x y y . La condición de frontera requiere que $\alpha_1 = \alpha_2$ y la amplitud de los modos A_1 y A_2 son solamente función de z . Entonces, el campo eléctrico es

$$E = \{A_1(z)e^{i(\omega t - \beta_1 z)} + A_2(z)e^{i(\omega t - \beta_2 z)}\}e^{-i\alpha x}, \quad (56)$$

donde $\beta_{1,2}$ son las componentes de z de los vectores de estas dos ondas y $\alpha_{1,2} = \alpha$ es la componente de los vectores de onda paralelos a los frentes de onda de la rejilla.

Sustituyendo la expresión para el campo eléctrico en la ecuación de onda (15) e ignorando los términos de segundo orden del índice de refracción así como las derivadas de segundo orden de las amplitudes (SVEA) y posteriormente integrando sobre z , se obtiene un sistema de ecuaciones acopladas (Yeh, 1993):

$$\frac{d}{dz}A_1 = -i\kappa A_2 e^{-i\Delta\beta z}, \quad \frac{d}{dz}A_2 = -i\kappa A_1 e^{-i\Delta\beta z}, \quad (57)$$

donde la constante de acoplamiento (la cual caracteriza la fuerza de la rejilla) es

$$\kappa = \frac{2\pi n_1 n_0 \Lambda}{\lambda^2} = \frac{\pi n_1}{\lambda}, \quad (58)$$

y la desviación de las condiciones exactas de Bragg se caracteriza por el valor

$$\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1 \pm K. \quad (59)$$

En el caso de un empatamiento de fase perfecto ($\Delta\beta = 0$) las ecuaciones de ondas acopladas se convierten en:

$$\frac{d}{dz}A_1 = -i\kappa A_2, \quad \frac{d}{dz}A_2 = -i\kappa A_1. \quad (60)$$

La solución a las ecuaciones (60) para una condición de frontera típica $A_2(L) = 0$ (no hay onda difractada sobre la cara trasera de la rejilla) es:

$$A_1(z) = A_1(0) \frac{\cosh \kappa(z - L)}{\cosh(\kappa L)}, \quad (61)$$

$$A_2(z) = iA_1(0) \frac{\sinh \kappa(z - L)}{\cosh(\kappa L)}. \quad (62)$$

La figura 11 muestra cómo se comportan las intensidades de ondas $|A_1|^2$ y $|A_2|^2$ a través del grosor de la rejilla.

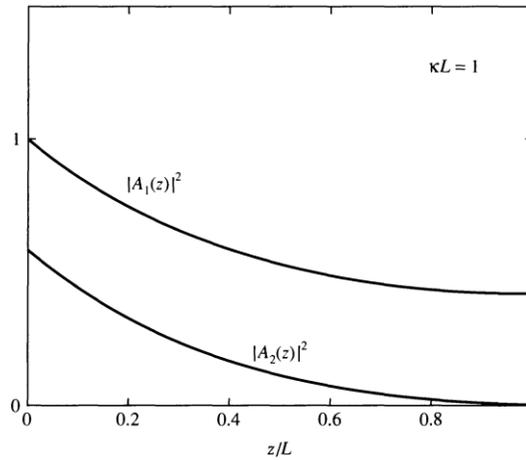


Figura 11. Distribución de las intensidades de onda incidente y onda difractada a través de la rejilla (condiciones de Bragg exactas).

La eficiencia de difracción η de la rejilla está definida como

$$\eta = \frac{|A_2(0)|^2}{|A_1(0)|^2} = \tanh^2(\kappa L), \quad (63)$$

es una función creciente de κL y se aproxima a 1 a medida que κL aumenta (ver la figura 12).

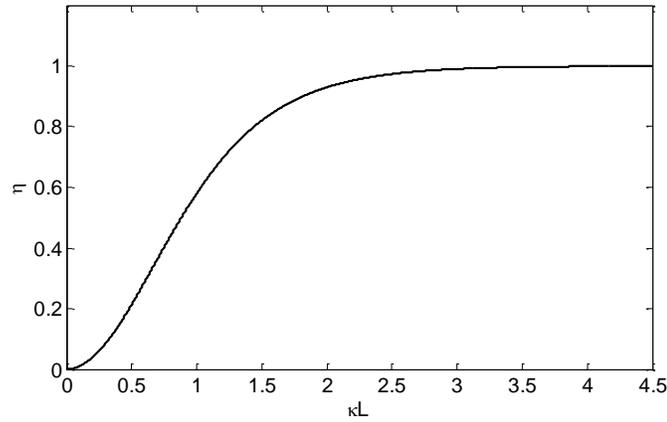


Figura 12. Eficiencia de difracción de una rejilla de reflexión como función de κL .

En el caso en el que se da el espacimient de Bragg en una rejilla de reflexión con desempatumiento de fase, las soluciones a las ecuaciones de modos acoplados (57) sujetas a la condición de frontera $A_2(L) = 0$ son (Kogelnik, 1969):

$$A_1(z) = A_1(0) \exp\left(-i \frac{\Delta\beta}{2} z\right) \left[\frac{s \cosh s(L-z) - i \frac{\Delta\beta}{2} \sinh s(L-z)}{s \cosh(sL) - i \frac{\Delta\beta}{2} \sinh(sL)} \right], \quad (64)$$

$$A_2(z) = A_1(0) \exp\left(i \frac{\Delta\beta}{2} z\right) \left[\frac{-ik \sinh s(L-z)}{s \cosh(sL) - i \frac{\Delta\beta}{2} \sinh(sL)} \right], \quad (65)$$

donde

$$s^2 = |\kappa|^2 - \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2. \quad (66)$$

La parte de la potencia incidente difractada por la rejilla de grosor L está dada en este caso por:

$$\eta(\Delta\beta) = \frac{|A_2(0)|^2}{|A_1(0)|^2} = \frac{|\kappa|^2 \sinh^2(sL)}{s^2 \cosh^2(sL) + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \sinh^2(sL)}. \quad (67)$$

Una curva espectral típica de la potencia difractada por la rejilla de reflexión se presenta en la figura 13.

La transmitancia de la rejilla se define como:

$$T(\Delta\beta) = \frac{|A_1(L)|^2}{|A_1(0)|^2} = \frac{s^2}{s^2 \cosh^2(sL) + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \sinh^2(sL)}. \quad (68)$$

En el caso de una rejilla de fase (de índice de refracción) sin absorción óptica (y sin tomar en cuenta las reflexiones de Fresnel) se cumple siempre que:

$$T(\Delta\beta) + \eta(\Delta\beta) = 1. \quad (69)$$

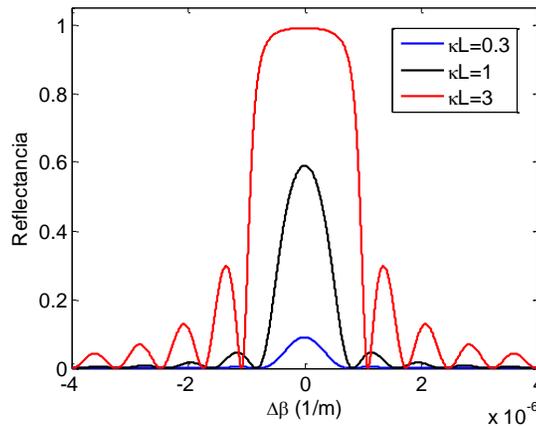


Figura 13. Espectro de reflexión de una rejilla de Bragg, con longitud de 8mm y $\lambda_B=1553.41$ nm para tres diferentes valores de κL .

El máximo acoplamiento de potencia ocurre cuando $\Delta\beta = 0$, por lo que se obtiene la reflectividad máxima que está dada por la ecuación (63).

En las figuras 13 y 14 se observa la dependencia del valor de reflectancia y transmitancia del valor de desempatamiento de fases ($\Delta\beta$). Así como también, mientras mayor es el valor del coeficiente de acoplamiento (κL) el valor de intensidad de la onda difractada aumenta.

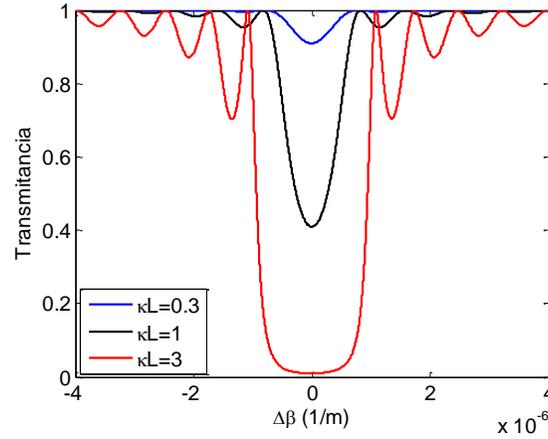


Figura 14. Espectro de transmisión de una rejilla de Bragg, con longitud de 8mm y $\lambda_B=1553.41$ nm para tres diferentes valores de κL .

Además del pico principal (cuando $\Delta\beta = 0$) el espectro consiste de una serie de lóbulos en ambos lados del pico principal. El ancho del pico principal se encuentra en el rango espectral (Yariv y Yeh, 2007)

$$-2|\kappa| < \Delta\beta < 2|\kappa|, \quad (70)$$

por lo que su ancho de banda está dado como

$$\Delta\beta = 4|\kappa|, \quad (71)$$

este régimen espectral es llamado comúnmente banda de rechazo o banda fotónica prohibida, debido a que en esta región la onda incidente decae exponencialmente en el volumen de la rejilla y se refleja completamente.

II.3.3 Propiedades dispersivas y luz lenta/rápida en medios periódicos

Si hay un perfil del valor absoluto de transmitancia del sistema, por las relaciones de Kramers-Kronig (Saleh y Teich, 1991) debe aparecer un cambio de fase en la señal de salida.

La amplitud del coeficiente de reflexión r es, en general, un número complejo y se puede definir como

$$r = |r|e^{-i\phi} = \sqrt{R}e^{-i\phi}, \quad (72)$$

donde R es la intensidad de la reflectancia (ecuación 67) y ϕ es el cambio de fase. Utilizando las ecuaciones 65 y 72 se obtiene que el cambio de fase es

$$\phi = \frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \left(\frac{\Delta\beta}{2s} \tanh sL \right). \quad (73)$$

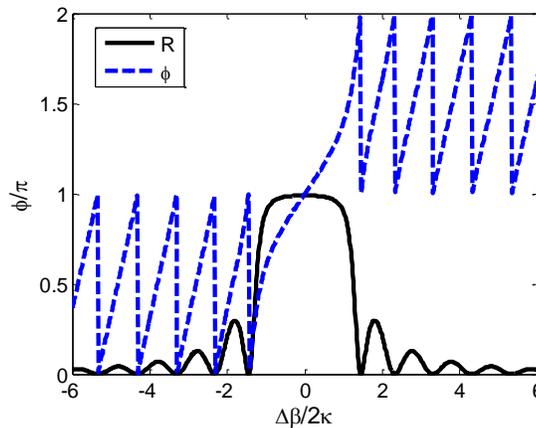


Figura 15. Espectro de reflexión R y cambio de fase ϕ para la señal difractada, con $\kappa L=3$.

El cambio de fase presenta una fuerte dependencia de la frecuencia de desintonización, como se observa en la figura 15. El cambio de fase varía de 0 a 2π entre los dos mínimos de reflectancia (cero) de la banda de rechazo. Fuera de la banda de rechazo, el cambio de fase varía en el rango de π entre cualquier par de mínimos adyacentes de reflectancia. De

esta figura también vemos que este cambio de fase es más rápido cerca de la frontera de la banda de rechazo, en particular, casi en el centro del primer cero de reflectancia.

De hecho, la dependencia de fase de la frecuencia, es un indicador directo del retraso de un pulso de luz. Regresando a la propagación de dos ondas monocromáticas presentados por la ecuación (30) y agregando un retraso temporal $\Delta\tau$ en la envolvente del pulso se tiene que ahora la suma de estas dos ondas es igual a:

$$\begin{aligned} & \exp \left[i(\omega\Delta\tau) \left[\exp i[(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)z + \Delta\omega\Delta\tau] + \right] \right] \\ & \left[\exp i[(\omega - \Delta\omega)t - (k - \Delta k)z - \Delta\omega\Delta\tau] \right] \end{aligned} \quad (74)$$

$$= 2 \exp i[(\omega t - \Delta\tau) - kz] \cos \Delta\omega \left(t - \frac{\Delta k}{\Delta\omega} z \right),$$

El retraso de un pulso de luz está asociado con un crecimiento de la fase de las componentes espectrales igual a:

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta\omega} = \frac{d\varphi}{d\omega} = \Delta\tau. \quad (75)$$

En el centro de la banda de rechazo, el retraso grupal es:

$$\Delta\tau = \frac{d\varphi}{d\omega} = \frac{c}{n} \frac{d\varphi}{d\beta} \approx \frac{c}{n} \frac{1}{2\kappa}. \quad (76)$$

Si tomamos en cuenta que c/n es la velocidad de la luz en el medio homogéneo sin dispersión, la onda reflejada de la rejilla agrega un desplazamiento alrededor de $1/4\kappa$ debido a la profundidad de penetración en la rejilla (ver la figura 11). Por otra parte, cerca de las fronteras de la banda de rechazo la rapidez de crecimiento de la fase aumenta, esto significa un crecimiento del retraso en la onda reflejada, lo cual se puede explicar como un incremento de profundidad de penetración de luz en la rejilla, esto ya un poco fuera de la condición de Bragg.

Se puede alcanzar el régimen de luz lenta en estructuras dieléctricas con modulación periódica que muestran una fuerte difracción de Bragg. Estos efectos se han estudiado en estructuras donde la dirección de propagación de la luz es ajustada por la geometría de la guía de onda, incluyendo experimentos de propagación de pulsos en fibras ópticas (Eggleton *et al.*, 1999) y guías de onda de AlGaAs (Millar *et al.*, 1999) con rejillas de Bragg, o guías de onda con defectos acoplados en cristales fotónicos con modulación bidimensional o tridimensional del índice de refracción (Vlasov *et al.*, 2005). En particular, se ha demostrado que la velocidad de grupo y su correspondiente retraso de pulso pueden ser sintonizados ópticamente en estructuras fotónicas no lineales, y al mismo tiempo la no-linealidad puede ser compensada por un ensanchamiento del pulso debido a la dispersión.

Capítulo III

Estructura de Bragg fotorrefractiva controlada por un campo eléctrico.

III.1 Fabricación de estructuras de Bragg de niobato de litio

III.1.1 Efecto fotorrefractivo

El efecto fotorrefractivo es un fenómeno en el cual el índice de refracción local se cambia por una variación espacial de la intensidad de luz que incide en un material. Los materiales fotorrefractivos son fotoconductores cristalinos no centro-simétricos, es decir, poseen un efecto electro-óptico lineal. Ellos contienen cargas que están atrapadas en ausencia de luz, pero en presencia de luz se convierten en cargas libres con movilidad a través del cristal. Estas cargas se originan por impurezas o defectos en la red del cristal. Los niveles de energía de los electrones de dichas impurezas están localizados en la banda prohibida de energía de esos cristales (Yeh, 1993).

Supongamos que el material está iluminado por un patrón de luz estacionario debido a la interferencia de dos ondas ópticas planas $E_1 e^{i(\omega t - k_1 x)}$ y $E_2 e^{i(\omega t - k_2 x)}$, el cual varía periódicamente en el espacio como

$$I(x) = I_0 [1 + \text{Re}\{m e^{(-iKx)}\}], \quad (77)$$

donde $m \equiv 2E_1 \cdot E_2^*/I_0$ es la profundidad de modulación, $I_0 \equiv I_1 + I_2$ es la intensidad total y $K = k_1 - k_2$ es el número de onda de la rejilla. Por absorción de luz, los portadores de carga eléctrica móviles (por ejemplo, fotoelectrones) se generan efectivamente en los máximos del patrón de interferencia. Suponiendo que no existe un campo eléctrico uniforme (ya sea aplicado o fotovoltaico) en el cristal, estas cargas libres generadas en el cristal se difunden de regiones de mayor intensidad a regiones de menor intensidad y son re-atrapadas en esta última resultando en un patrón de densidad de carga $\rho(x)$.

Este patrón de carga genera un campo eléctrico de carga espacial $E_{ce}(x)$ el cual asegura un balance entre la difusión de las cargas debido a la no-uniformidad de la intensidad de luz y a la deriva en el campo eléctrico resultante $E_{ce}(x)$ la cual tiende a regresar las cargas a su distribución uniforme inicial. Se puede calcular la magnitud del campo eléctrico resultante por medio de las ecuaciones de transporte y la ecuación de Gauss:

$$\rho(x) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \nabla \cdot E(x). \quad (78)$$

El campo eléctrico de cargas espaciadas $E_{ce}(x)$ en el cristal genera una variación del índice de refracción $\Delta n(x)$ debido al efecto electro-óptico lineal (efecto Pockels, el cual solamente existe en cristales no centrosimétricos; Saleh y Teich, 1991):

$$\Delta n(x) = -r_{eff}(n^3/2)E_{ce}(x), \quad (79)$$

donde r_{eff} es el coeficiente efectivo de Pockels el cual es diferente para cada material fotorrefractivo (y, de hecho, para diferentes orientaciones del mismo cristal o de la polarización de la luz).

En el caso de grabación fotorrefractiva por difusión, el patrón de índice de refracción $\Delta n(x)$ está desplazado espacialmente por la cuarta parte del periodo espacial con respecto al patrón de luz incidente $I(x)$ como consecuencia de la derivada en la ecuación de Gauss. En el caso cuando la formación de la rejilla está asociada con un campo externo o interno (fotovoltáico) la rejilla fotorrefractiva no está desplazada (Yeh, 1993).

Se ha observado que la velocidad a la que ocurre el efecto fotorrefractivo se incrementa linealmente con la intensidad óptica, esto dependiendo del coeficiente efectivo de Pockels del cristal particular y de las características de las trampas y de los portadores de carga que participan en el efecto fotorrefractivo.

En resumen, el efecto fotorrefractivo consiste en el siguiente proceso: luz que posee un patrón de intensidad con variación espacial $I(x)$ redistribuye cargas (por la deriva y difusión

de portadores) a través del cristal que forman un patrón de densidad de carga $\rho(x)$. El campo eléctrico estático con cargas espaciadas $E(x)$ creado por la densidad de cargas $\rho(x)$ provoca un cambio lineal en el índice de refracción del material debido al efecto electro-óptico lineal (Günter y Huignard, 1989).

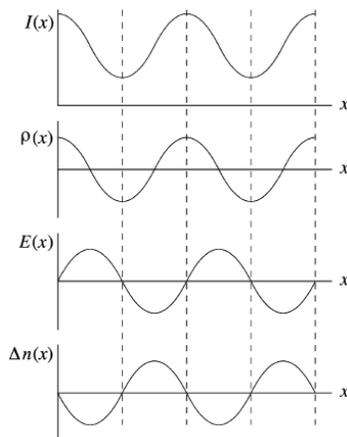


Figura 16. Ilustración de la formación de una rejilla de fase por el efecto fotorrefractivo.

III.1.2 Fabricación de la guía de onda

Se pueden fabricar guías de onda de alta calidad en niobato de litio por difusión interna de capas delgadas de titanio (Schmid y Kaminov, 1974) o por intercambio de protones (Jackel *et al.*, 1983). Normalmente se utilizan sustratos de LiNbO_3 disponibles comercialmente cortados en el eje x o y , de dimensiones típicas de $7 \times 17 \text{ mm}^2$ los cuales se pulen hasta quedar con calidad óptica. El eje ferro-eléctrico c coincide con la dirección de propagación de la luz en la guía de onda a lo largo del lado más largo (ver la figura 17). Para prepararla se deposita una capa delgada de Ti de un espesor típico de 100 nm sobre la superficie pulida utilizando la técnica de evaporación de haz de electrones. Después, se utilizan técnicas litográficas seguidas de un proceso químico de grabado para hacer de la capa de Ti líneas angostas con ancho de 6 a 8 μm . Para tiras más anchas aparecen modos de propagación de mayor orden (Huckiede *et al.*, 2003).

Los parámetros típicos de la in-difusión de Ti son un tiempo de recocido de 22 horas a una temperatura ambiente de 1000°C en aire. La presencia de los iones de titanio en LiNbO_3

aumenta los índices de refracción ordinario y extraordinario, con esto se forman guías de onda monomodo para $1.55 \mu\text{m}$ con pérdidas tan bajas como hasta 0.08 dB/cm . Estas guían un modo TE y uno TM los cuales están polarizados ordinariamente.

Después de que se enfría la muestra hasta llegar a temperatura ambiente, se dopa la capa superficial por in-difusión de películas delgadas de Fe o Cu de 5 a 100 nm de espesor y se depositan por evaporación térmica sobre la superficie de la muestra. Las capas se in-difunden por 2 horas a temperaturas de 1000°C . El proceso de in-difusión puede ser en atmosfera de Ar o en atmosfera de O_2 ; esto se hace para incrementar el número de centros fotorrefractivos en los canales. Las concentraciones típicas de dopantes de una capa se encuentran en el rango de $1 \text{ a } 6 \times 10^{25} \text{ átomos/m}^3$ para Fe y $0.4 \text{ a } 6 \times 10^{25} \text{ átomos/m}^3$ para Cu (Huckiede *et al.*, 2000).

Finalmente, las dos caras finales de la guía de onda se pulen hasta lograr una calidad óptica para permitir el acoplamiento de luz con fibras ópticas. Después de este paso la longitud típica de una guía de onda es cerca de 15 mm. Se usan películas anti reflejantes en las dos caras de la guía de onda para incrementar la eficiencia de acoplamiento; para esto se aplica una película de MgF_2 de 290 nm de espesor.

III.1.3 Grabado de la rejilla

Una aplicación nueva de guías de onda de LiNbO_3 son rejillas holográficas que pueden ser grabadas con luz en la región espectral del azul y el verde, éstas pueden ser usadas con luz infrarroja (Kip y Hukriede, 2003). Especialmente en la banda de comunicaciones ópticas con longitudes de onda de $1.3 \text{ a } 1.5 \mu\text{m}$ no se han observado cambios en el índice de refracción inducidos por luz en LiNbO_3 a intensidades comunes en modo continuo (Huckriede *et al.*, 2003).

Las rejillas de índice de refracción se hacen por la contra propagación de dos haces infrarrojos guiados en la guía de onda. Las muestras de niobato de litio no son sensibles a luz infrarroja por lo que se tienen que grabar con dos haces de una longitud de onda menor que inciden a la superficie de la muestra.

Se utilizan dos haces coherentes normalmente polarizados de longitud de onda de 514.5 nm provenientes de un láser de Argón (o 532nm de segundo armónico de Nd:YAG), que inciden a lo largo del eje c del cristal (ver la figura 17). El primero de ellos se filtra espacialmente y se expande incidiendo en la muestra como una onda plana. La muestra se monta en una mesa rotatoria de precisión que se mueve sobre el eje x . El segundo haz pasa a través de una fibra monomodo que preserva la polarización. Se monta la parte final de la fibra en otra mesa rotatoria junto con un sistema colimador. El haz incide sobre la muestra y se crea un patrón de interferencia sobre la cara superficial (Huckriede *et al.*, 2000).

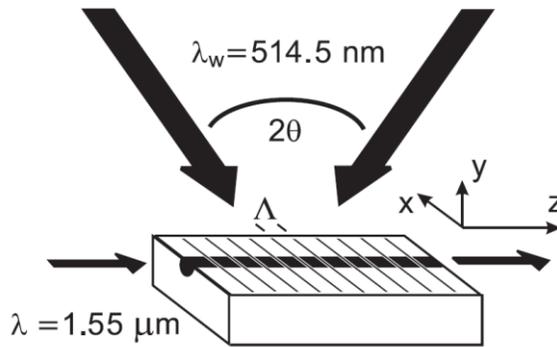


Figura 17. Esquema del grabado de la rejilla de Bragg en una guía de onda de LiNbO_3 .

Esta técnica permite ajustar con precisión el periodo de la rejilla en el holograma escogiendo el ángulo de intersección de los haces de grabado. El periodo de la rejilla es:

$$\Lambda = \frac{\lambda_w}{2 \sin \theta}, \quad (80)$$

donde 2θ es el ángulo completo de intersección de los dos haces fuera de la muestra y se ajusta con precisión moviendo la mesa rotatoria que mantiene el sistema colimador.

La posición simétrica de la muestra se ajusta por auto-colimación: se bloquea un haz antes de que entre a la fibra óptica. El otro haz incide sobre la muestra y se ajusta cuidadosamente hasta lograr que la luz reflejada por la superficie del cristal viaje exactamente sobre la fibra óptica en la dirección opuesta. Con esto se asegura que el vector de la rejilla se encuentra exactamente sobre la dirección z del cristal.

El tiempo de grabado del holograma llega a ser de hasta 2 horas por lo que se tiene que utilizar una estabilización activa de la fase. El patrón de intensidad de luz sinusoidalmente generado se transfiere a una modulación sinusoidal del índice de refracción del cristal, formándose así una rejilla de Bragg la cual permite difractar los haces de luz propagándose en la guía en la geometría de reflexión.

Sin embargo, un holograma grabado en un cristal de LiNbO_3 a temperatura ambiente tiene un tiempo de vida limitado. Existen dos efectos principales que acortan el tiempo de vida de un holograma: primero, una rejilla de Bragg en un cristal no es estable a iluminación fuerte en la región del espectro visible del verde o el azul. Los portadores de carga son nuevamente redistribuidos debido al efecto de deriva en el campo eléctrico de carga espacial, lo cual provoca la eliminación de la rejilla de Bragg. Segundo, los cristales de LiNbO_3 tienen una conductividad de oscuridad no despreciable; los portadores de carga se mueven lentamente en el material y apantallan el campo eléctrico de carga espaciada.

El fijado térmico es un método que se utiliza para estabilizar hologramas grabados en LiNbO_3 dopado (Amodei y Staebler, 1971) y evitar su borrado al incidir luz sobre el holograma. El procedimiento consiste en calentar el cristal durante o después del grabado del holograma a temperaturas elevadas cerca de 180°C . En este rango de temperatura la movilidad de los protones (los grupos OH^{1-}) se hace considerablemente grande. La distribución de los protones compensa el campo de carga espacial inducido por luz. Como resultado, la redistribución espacial de los electrones entre las trampas (por ejemplo: entre Fe^{2+} y Fe^{3+} o entre Cu^{2+} y Cu^{3+}) ya no se encuentra limitada, lo cual provoca una fuerte modulación de carga espacial entre las trampas. Entonces, se observa una fuerte modulación de distribución espacial de carga sobre las trampas, compensada casi completamente por una distribución opuesta de carga de los protones.

Después de esto se deja enfriar el cristal a temperatura ambiente. En un último paso, se aplica un proceso de revelado homogéneo con luz incoherente o espacialmente uniforme. El efecto fotovoltaico ahora genera fotocorrientes moduladas espacialmente, resultado de la concentración modulada de Fe^{2+} que reduce parcialmente el contraste de la carga espacial

en las trampas. Kulikov y Stepanov (1979) realizaron un modelo del proceso de revelado óptico en detalle. Como resultado, aparece una parte pequeña de la rejilla de carga de los protones (la cual es bastante estable a temperatura ambiente) no completamente compensada, se obtiene un campo de carga espacial restante y un holograma fijado térmicamente (Huckriede *et al.*, 2003).

El borrado completo del holograma fijado se puede lograr solamente al calentar la muestra a temperaturas elevadas. Si el campo de carga espacial se borra lentamente debido a la corriente de oscuridad, se puede hacer un nuevo proceso de revelado para “refrescar” el holograma. Pero en cada uno de estos ciclos de revelado, la rejilla pierde una pequeña parte de su eficiencia.

III.2 Estructura del Instituto Ioffe

La estructura de Bragg que se utilizó en este trabajo de tesis fue proporcionada por el Ioffe Physical Technical Institute de San Petersburgo, Rusia. La estructura es una guía de onda de LiNbO_3 dopado con cobre sobre la cual se grabó una rejilla de Bragg utilizando un láser Nd-YAG a 532 nm con un ángulo de incidencia de 49.5 grados (ver figura 17).

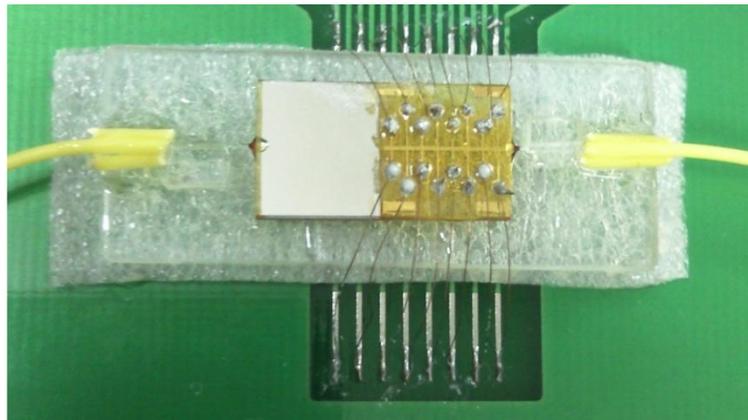


Figura 18. Imagen de la estructura.

Tiene 8 pares de electrodos de cobre depositados sobre la superficie del sustrato en los lados opuestos a la guía de onda. Cerca a uno de los extremos de la guía de onda se encuentra una película metálica depositada sobre el sustrato, la cual actúa como un polarizador que asegura una polarización TE a la salida o entrada de la guía de onda

dependiendo de la dirección de incidencia de la luz. Ambos extremos de la guía de onda se acoplaron con fibra óptica monomodo SMF-28 con conectores tipo APC. El proceso de fabricación se encuentra descrito previamente en este capítulo.

El diagrama esquemático presentado en la figura 19 muestra las principales medidas de la estructura.

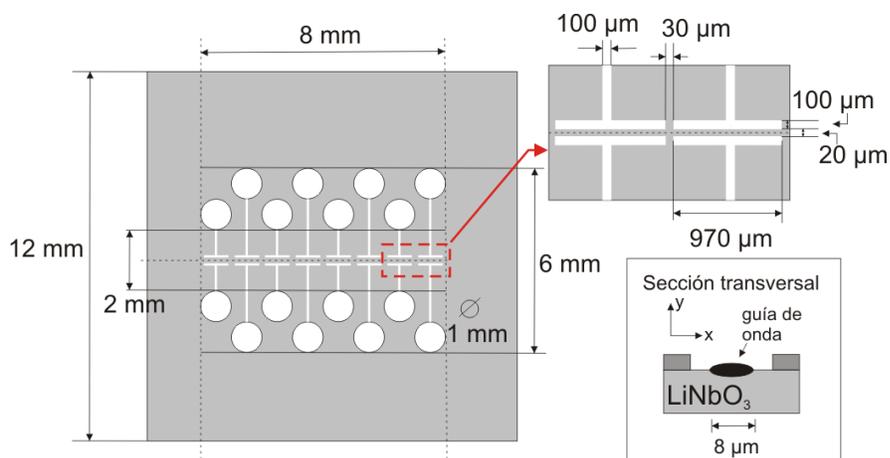


Figura 19. Diagrama esquemático de la estructura.

Se tiene una guía de onda con una longitud L de 8 mm y con ancho de $8 \mu\text{m}$. La distancia en una pareja de electrodos (perpendicular a la guía de onda) es de $20 \mu\text{m}$.

III.3 Caracterización espectroscópica

Se realizó la caracterización espectroscópica de la estructura utilizando un analizador de espectro óptico marca Advantest modelo Q8384 con resolución de 0.01 nm. Las mediciones con el analizador de espectro óptico se hicieron con la modalidad de alta sensibilidad.

Como fuente de luz de ancho espectro se utilizó una fibra dopada con erbio, bombeada por un láser semiconductor de 980 nm, que presenta un espectro de fluorescencia no polarizada como se muestra en la figura 20. Se utilizó como fuente de luz ya que emite en el rango de longitudes de onda de interés (alrededor de 1500 - 1570 nm).

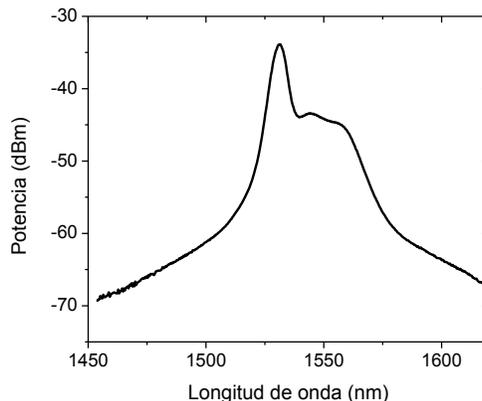


Figura 20. Espectro de emisión de la fuente de luz (fluorescencia de la fibra dopada con erbio).

Para obtener el espectro de transmitancia se utilizó el arreglo experimental mostrado en la figura 21. Se hace incidir luz proveniente de la fibra dopada con erbio a la parte de la estructura donde se encuentra el polarizador y la parte de la estructura donde se encuentran los electrodos se conectó a la entrada del analizador de espectro óptico. Para realizar ambas conexiones se utilizó fibra óptica SMF-28 con conectores tipo FC/APC.

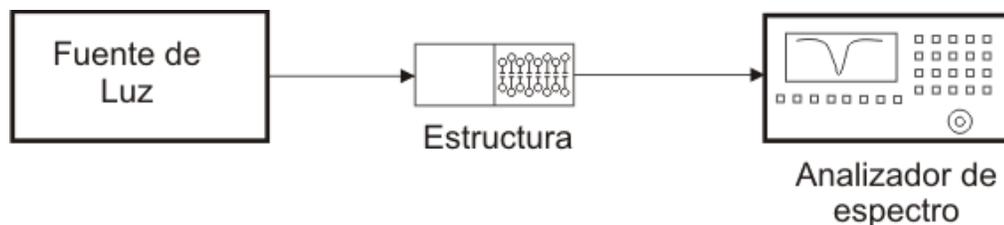


Figura 21. Arreglo experimental para tomar los espectros en modo de transmisión.

Un espectro típico obtenido en modo de transmisión se muestra en la figura 22. De esta curva podemos ver que la transmitancia mínima es alrededor de 10% (la eficiencia de difracción es aproximadamente 90%) y el ancho FWHM del espectro es 0.14 nm.

Con los parámetros de fabricación de la estructura y utilizando la teoría de modos acoplados descrita en el capítulo anterior, podemos evaluar las características esperadas de la estructura.

Primero, para el valor de longitud de onda de Bragg de 1553.36 nm (y el índice de refracción $n = 2.22$) se calculó el periodo espacial de la rejilla utilizando la ecuación 80 como 349.85 nm.

Supongamos que la rejilla de Bragg está grabada uniformemente en toda su longitud de 8 mm. Para una rejilla con las características anteriores y con longitud de onda de Bragg (λ_{Br}) igual a 1553.36 nm se tendría un espectro de transmitancia como se muestra en la figura 22.

De la figura 20 obtenemos el ancho teórico $2\Delta\lambda_0$ FWHM el cual es aproximadamente 0.11 nm. Para longitud de onda $\lambda_0 \approx 1550$ nm se obtuvo el valor de ω_0 , el cual se define como

$$\omega_0 = 2\pi \frac{c}{\lambda_0}, \quad (81)$$

que es igual a $1.21 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$. El ancho espectral

$$2\Delta\omega_0 = (2\Delta\lambda_0/\lambda_0)\omega_0, \quad (82)$$

es igual a $0.86 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$.

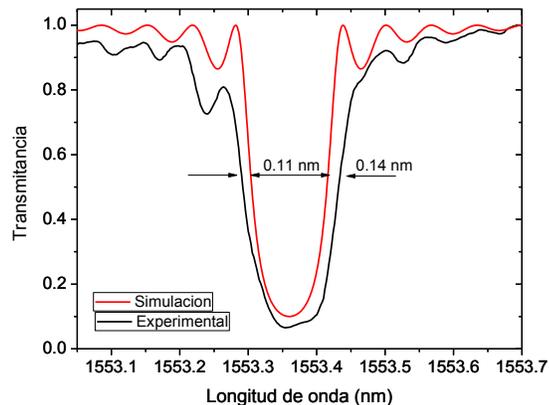


Figura 22. Perfil teórico y curva experimental del espectro en modo de transmitancia para una rejilla de 8 mm de longitud, λ_{Br} de 1553.36 nm y eficiencia de difracción de 90%.

La eficiencia de difracción de la rejilla a la longitud de onda de Bragg (λ_{Br}) está dada por la ecuación 83 (Kogelnik, 1969)

$$\eta(\lambda_{Br}) = \tanh^2(\pi\Delta n d \lambda_{Br}), \quad (83)$$

siendo Δn la amplitud de la modulación del índice de refracción. Se obtiene una eficiencia de difracción a la longitud de onda de Bragg de 90% para Δn igual a 1.12×10^{-4} .

La longitud de onda de Bragg en una rejilla depende del periodo de la rejilla y del índice de refracción efectivo de la rejilla como

$$\lambda_{Br} = 2n_{eff}\Lambda. \quad (84)$$

La figura 22 muestra la comparación del espectro de transmitancia obtenido experimentalmente y una simulación de acuerdo a los parámetros con que cuenta la estructura. Se observa que el ancho espectral obtenido experimentalmente es mayor (aproximadamente por 30%) al esperado y también el perfil experimental no es tan simétrico como se esperaba. Los proveedores explican este efecto por una desviación del perfil espacial de la rejilla del ideal rectangular. También las variaciones del periodo espacial de la rejilla (por la imperfección de los frentes de onda de grabado) son posibles.

La figura 23 muestra el arreglo experimental utilizado para obtener el espectro en el modo de reflexión. Se utilizó un circulador óptico independiente a la polarización marca Oyokoden Lab modelo PICT-1550-S que trabaja con longitudes de onda de 1550 ± 30 nm. El puerto 1 del circulador está conectado a la fuente de luz, el puerto 2 a la parte de la estructura donde se encuentra el polarizador y el puerto 3 a la entrada del analizador de espectro óptico.

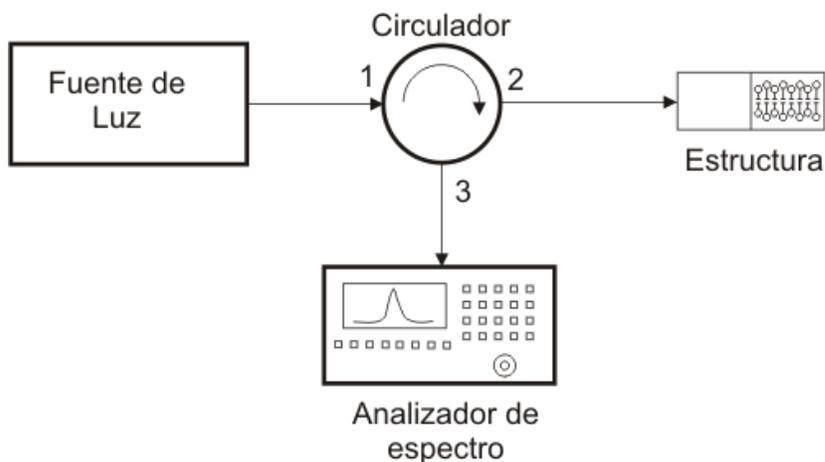


Figura 23. Arreglo experimental para tomar los espectros en modo de reflexión.

En la figura 24 se observa el espectro en el modo de reflexión. Se presenta una señal con modulación parásita bastante profunda. Esta es debida probablemente a reflexiones adicionales dentro de la estructura (ocasionadas por el polarizador o por las conexiones realizadas con fibra óptica).

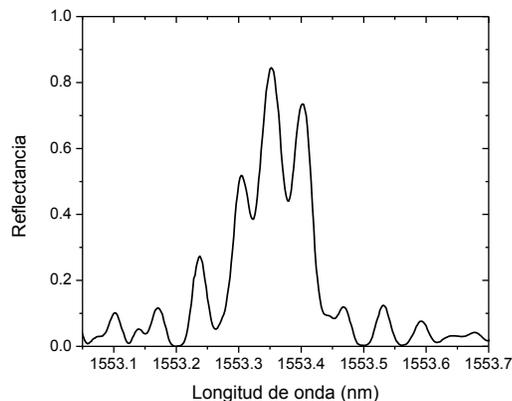


Figura 24. Espectro de reflectancia.

III.4 Sintonización de la longitud de onda de Bragg aplicando voltaje

Cuando se graba un holograma de volumen en un cristal electro óptico se puede controlar la condición de Bragg por la aplicación de un campo eléctrico externo debido a variaciones del índice de refracción promedio del material vía el efecto electro-óptico (Petrov *et al.*, 1978):

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_{eff}^3 r_{ijk} E_k. \quad (85)$$

El campo eléctrico aplicado E a la guía de onda se puede calcular a partir del voltaje aplicado U y de la distancia de los electrodos d_e como (Huckriede *et al.*, 2003):

$$E = \frac{U}{d_e}. \quad (86)$$

Se realizó experimentalmente la sintonización de la longitud de onda de Bragg aplicando un voltaje uniforme a los 8 electrodos de la estructura utilizando las fuentes de voltaje. Para alimentar con voltaje los electrodos de la estructura se utilizaron dos fuentes de corriente directa marca Stanford Research Systems, una de ellas modelo PS325 la cual suministra voltajes de 0 a 2500 Vdc y la otra fuente modelo PS310 con voltaje de salida de 0 a 1250 Vdc. Ambas fuentes proporcionan potencias de 25 W.

La figura 25 muestra el comportamiento en transmitancia al aplicar diferentes voltajes con polaridad positiva como negativa.

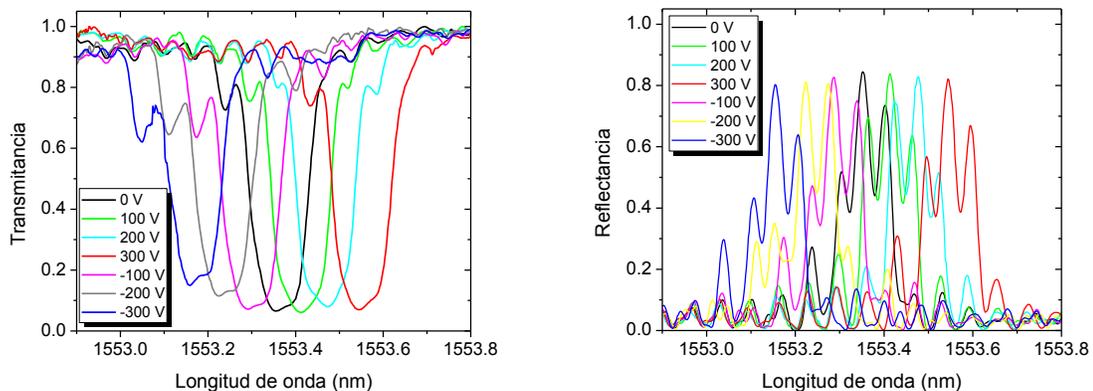


Figura 25. Sintonización de la longitud de onda de Bragg aplicando voltaje uniforme.

Se observa que para voltajes positivos prácticamente se conserva la forma del espectro en modo de transmisión; sin embargo para voltajes negativos no sucede lo mismo. Esto también se puede atribuir a que la rejilla de Bragg no es perfectamente simétrica.

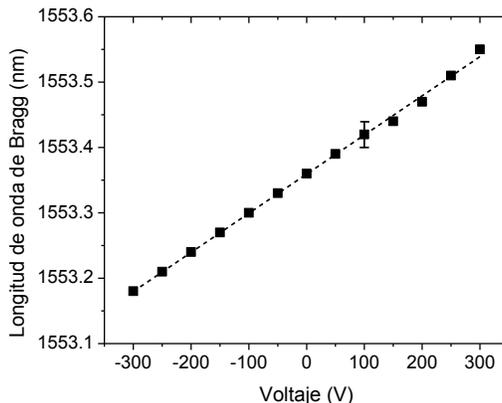


Figura 26. Dependencia de longitud de onda de Bragg del voltaje aplicado (uniforme).

La figura 26 muestra la dependencia experimental de longitud de onda de Bragg central respecto al voltaje aplicado. Podemos ver que es necesario aplicar aproximadamente 120 V para desplazar el perfil espectral por la mitad de su ancho (0.07 nm).

Teóricamente, el valor de este voltaje característico $V_{\pi/2}$ se puede evaluar de las siguientes consideraciones. La aplicación de este voltaje uniforme a los electrodos debe producir un campo eléctrico (ver ecuación 86) el cual cambia la longitud óptica de la rejilla debido al efecto electro óptico (ver ecuación 85) por $\lambda/4$ (cambio de fase por $\pi/2$). En la evaluación tomamos en cuenta, que para la configuración del cristal en nuestra estructura usamos el coeficiente electro-óptico $r_{22} = 5.4 \times 10^{-10}$ cm/V, el cual no es uno de los más grandes del niobato de litio. Para los parámetros de nuestra estructura tenemos el valor teórico $V_{\pi/2} = 67.73$ V. La diferencia con el valor experimental de 120 V se puede atribuir al ensanchamiento del perfil de Bragg antes mencionado y probablemente a una distancia efectiva más grande (que 20 μm) entre los electrodos.

III.5 Revelado de la rejilla de Bragg

Después de estar trabajando algunos meses con el proyecto de tesis se presentó un deterioro significativo en la eficiencia de difracción de la rejilla de Bragg (ver figura 27). Cabe mencionar que el espectro mostrado en esta figura muestra características diferentes (comparando por ejemplo con las presentadas en la figura 22) debido a que fue tomado con

el analizador de espectro óptico HP70951A el cual tiene una menor resolución (0.1 nm). Sin embargo para fines comparativos para mostrar la disminución de la eficiencia de difracción sí funciona ya que se tomó con las mismas condiciones experimentales solo con la diferencia de los meses en el tiempo de adquisición de los espectros.

Este efecto se puede explicar de la siguiente manera: en ausencia de una iluminación de la rejilla fotorrefractiva por luz en el rango espectral del verde-azul, el perfil de carga espacial desaparece por los procesos de fijado térmico, los cuales son bastante lentos a temperatura ambiental, pero sí son observables. Entonces, con el tiempo la rejilla regresa a su estado inicial después de la grabación con la temperatura elevada, y para observarse, necesita una revelado óptico. Esto se hace por la iluminación con luz en el rango espectral donde el cristal tiene sensibilidad fotorrefractiva: azul, verde, o ultravioleta en caso de niobato de litio.

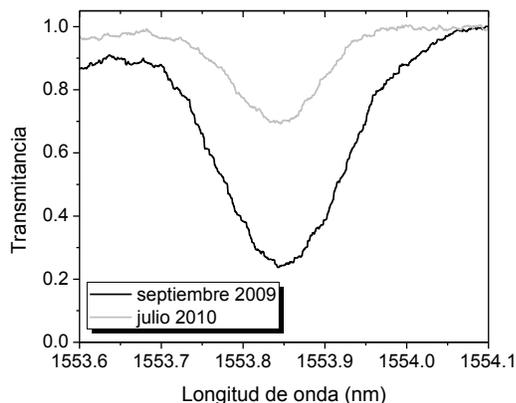


Figura 27. Deterioro de la rejilla de Bragg.

Para recuperar la eficiencia de difracción de la rejilla se iluminó con una fuente que emite en la región del UV marca Micropack modelo DH-2000-BAL la cual cuenta con una lámpara de deuterio. La figura 28 muestra el espectro de la lámpara obtenido con un analizador de espectro óptico marca StellarNet modelo EPP2000-UVN.

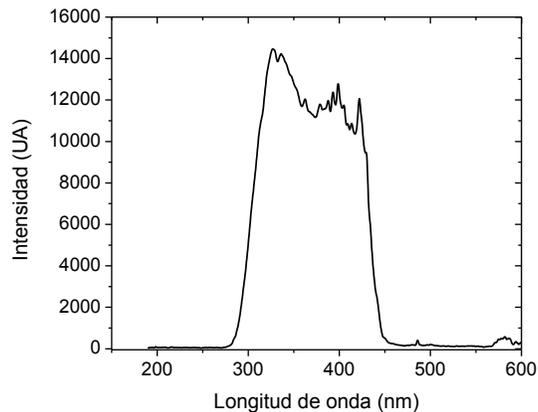


Figura 28. Respuesta espectral de la lámpara utilizada para realizar el revelado de la rejilla.

Se expuso la parte de la estructura donde se encuentra la rejilla de Bragg a la luz de la lámpara a una distancia aproximada de 1.5 cm y se iluminó por varias horas, con el objetivo de regresarla a su estado original. La respuesta de la estructura a la iluminación se muestra en la figura 29. De esta grafica podemos ver que esta técnica nos permite reconstruir la eficiencia de difracción de la rejilla inicial.

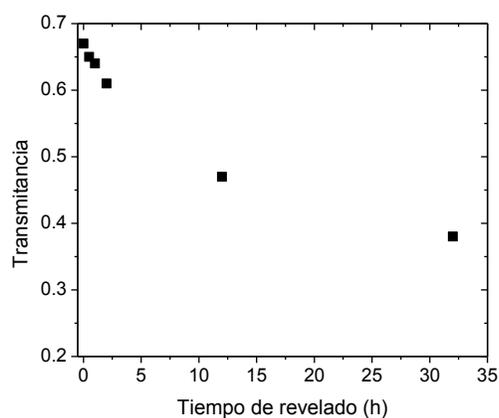


Figura 29. Revelado de la rejilla de Bragg.

Capítulo IV

Propagación de pulsos de 12.5 GHz

IV.1 Sistema experimental

El sistema experimental utilizado para observar el efecto de luz lenta y rápida en la estructura de Bragg se muestra en la figura 30.

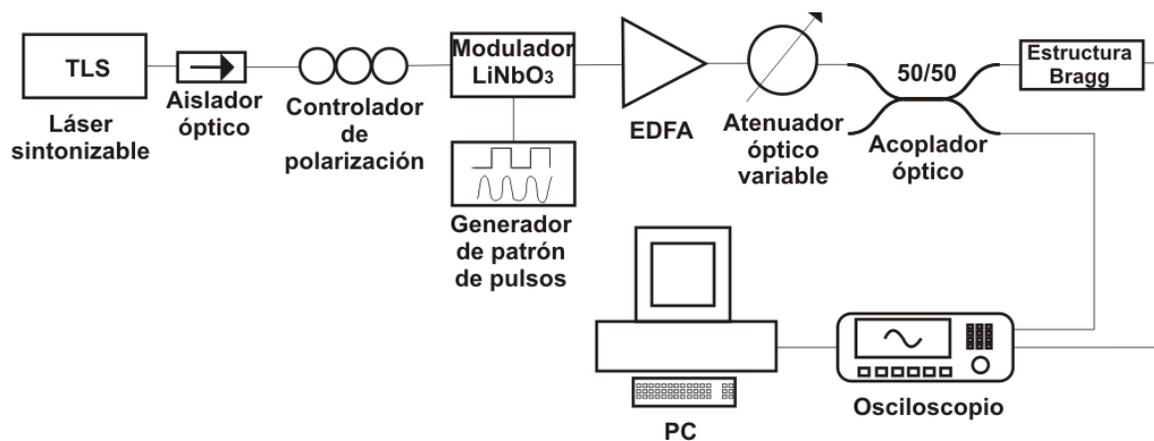


Figura 30. Arreglo experimental utilizado para la propagación de pulsos cortos a través de la estructura de Bragg.

El sistema consta de un láser sintonizable en modo continuo de InGaAsP (1520 - 1620 nm) marca Ando modelo AQ4320D. Según el fabricante, el láser tiene un ancho típico de línea espectral de 200 MHz (1.62 pm), una resolución de longitud de onda de 0.001 nm y una potencia máxima de salida de 5 mW.

En la configuración experimental se utilizó un aislador óptico marca Princeton Optics modelo 40-15-DA para evitar reflexiones que pudieran dañar el láser sintonizable. La salida del aislador óptico va conectada a un controlador de polarización marca Thorlabs modelo FPC030 con el cual se controla el estado de polarización de la luz que incide a la estructura de Bragg.

Para generar los pulsos con los que se realizaron los experimentos se utilizó un generador de patrón de pulsos marca Anritsu modelo MP1763B, el cual tiene un rango de frecuencia

de operación de 0.05 a 12.5 GHz. El generador está conectado a un modulador de intensidad de LiNbO_3 marca Photline Technologies modelo MX-LN-10, con ancho de banda electro-óptico de 12 GHz.

La potencia de la señal óptica modulada se aumenta con un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA por sus siglas en inglés) marca Nuphoton Technologies modelo NP2000RS y su nivel se controla utilizando un atenuador óptico variable marca Hewlett Packard modelo 8156A.

Para monitorear la señal que entra a la estructura de Bragg y poder hacer una comparación con la señal que sale de la estructura se utilizó un acoplador de fibra óptica 50/50 marca AFW Technologies modelo FOSC-2-15-50-L-1-S-1, donde un brazo de salida del acoplador va conectado a la estructura de Bragg y el otro brazo, además de la salida de la estructura, se conectaron cada uno a un convertidor de señal óptica a señal eléctrica (fotodetector) marca Agilent modelo 11982A, con ancho de banda de 15 GHz. Ambas señales se monitorean con un osciloscopio digital de muestreo marca Hewlett Packard modelo 54120B de dos canales, el cual cuenta con ancho de banda de 20 GHz. Se utilizó un programa hecho en LabVIEW para adquirir los datos del osciloscopio por medio del puerto GPIB de una computadora.

Se realizó la medición de potencia óptica promedio en algunos puntos del arreglo utilizando un medidor de potencia óptica marca Hewlett Packard modelo 8153A y una fibra óptica monomodo SMF28-FC-5. Con una potencia a la salida del láser sintonizable de 5 mW, una frecuencia de pulsos de modulación de 12.5 GHz con amplitud de 0.6 Vpp y una potencia de salida del EDFA de 12.6 mW; se tiene en el puerto de entrada del acoplador óptico una potencia de 3.55 mW. El valor de potencia que se utilizó el EDFA se escogió para tener una señal de salida que el sistema de detección fuera capaz de detectar adecuadamente.

La tabla 1 muestra la relación en potencias entre la entrada y la salida del acoplador óptico.

Tabla I. Potencias medidas antes y después del acoplador óptico.

Lugar en el arreglo experimental	Potencia (mW)
Entrada al acoplador óptico	3.55
Entrada a la estructura de Bragg	1.96
Entrada a osciloscopio (monitor señal entrada)	1.96

Como punto de referencia, se midió la potencia a la entrada y a la salida de la estructura para una longitud de onda del laser sintonizable de 1553 nm (fuera de la región de difracción de Bragg) obteniendo como resultado 1.96 mW a la entrada de la estructura y 0.26 mW a la salida de la misma, que corresponde a una atenuación de 8.8 dB.

IV.2 Transmitancia y reflectancia de pulsos con diferente longitud de onda y duración

Se hicieron incidir a la estructura de Bragg pulsos de 12.5 GHz (es decir, con una longitud o FWHM de 80ps) a diferente longitud de onda proveniente del láser sintonizable. La figura 31 muestra las señales típicas a la entrada y a la salida de la estructura de Bragg para una longitud de onda de 1552 nm provenientes del osciloscopio.

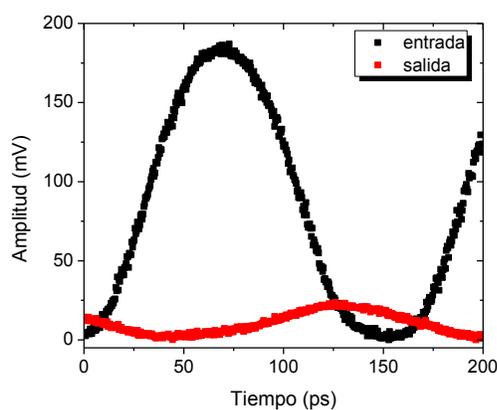


Figura 31. Señal de entrada y de salida observada para una longitud de onda de 1552 nm.

Como mencionamos anteriormente, la señal de salida presenta una atenuación considerable aun y cuando la longitud de onda de la luz incidente se encuentra fuera de la región de difracción de Bragg.

En la figura 31 se observa claramente un desplazamiento temporal entre los pulsos de las señales de entrada y de salida. Este retraso está asociado con la diferencia que existe en el camino óptico de los detectores para cada una de las señales detectadas. De hecho, para la frecuencia de modulación de 12.5 GHz, cada pulso tiene un periodo de 80 ps y, debido a que la velocidad de la luz en la fibra óptica SMF-28 es 2.043×10^8 m/s, un pulso ocupa una longitud de la fibra óptica de 16.34 mm. El desplazamiento de las señales detectadas se observa porque en nuestro sistema no igualamos las longitudes de los caminos ópticos de las dos señales detectadas con una precisión necesaria. Aquí el problema adicional es que la estructura de niobato de litio también tiene un índice de refracción esencialmente diferente al de la fibra óptica.

Para evaluar el desplazamiento de los pulsos (retraso o adelanto) asociado a la dispersión de la luz al propagarse en la estructura en la zona de condición de Bragg se midió su dependencia a la longitud de onda de la luz $\Delta\tau(\lambda)$. La figura 32 muestra las señales de salida de la estructura de Bragg para diferentes longitudes de onda de la luz incidente. Estas longitudes de onda se encuentran tanto dentro como fuera de la región espectral conocida como banda de rechazo de la rejilla de Bragg, la cual se abordó previamente en el capítulo II. Se observa que para algunas longitudes de onda el valor de la amplitud de la señal es menor, en especial las que se encuentran cerca de la longitud de onda de Bragg.

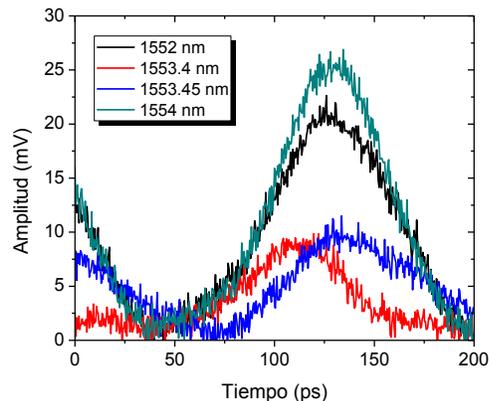


Figura 32. Señales de salida de la estructura de Bragg para diferentes longitudes de onda.

Tomando en cuenta que los pulsos presentan algunas distorsiones después de pasar por la estructura de Bragg, para evaluar el valor del desplazamiento, se hizo un procesado de los datos. Utilizando el programa OriginPro, se ajustaron los pulsos detectados con una función seno con periodo de 80 ps (ver figura 33) ya que los pulsos con los que se trabajaron los experimentos son prácticamente de forma senoidal. Una vez hecho el ajuste y obtenidos los datos del procesado de las señales, se procede a calcular el desplazamiento relativo de la fase entre la señal del pulso de entrada y el del pulso de salida.

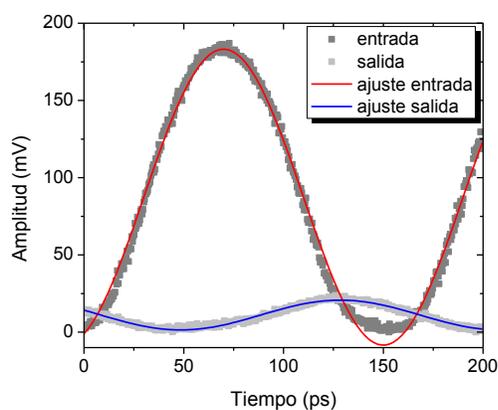


Figura 33. Ajuste a una función seno de la señal de entrada y de salida de la estructura para 1552 nm.

Debido a que en los experimentos se trabajó con diferentes longitudes de onda, para conocer el desplazamiento relativo de la señal de salida de la estructura de Bragg con respecto a la señal de entrada, se estableció un nivel de referencia el cual es el

desplazamiento existente entre las señales de entrada y de salida para una longitud de onda de 1552 nm (ver la figura 33) que se encuentra lejana a la región de la banda de rechazo. Para este nivel de referencia el desplazamiento entre las señales se toma como 0 en las siguientes consideraciones.

Ahora, sin aplicar voltaje a los electrodos de la estructura de Bragg ($V = 0$ V) y utilizando el arreglo experimental mostrado en la figura 30, se incidió el haz de luz proveniente del láser sintonizable a diferentes longitudes de onda modulado por una secuencia de pulsos de 80 ps de duración. Las longitudes de onda se escogieron para que estuvieran tanto dentro como fuera de la región de rechazo de banda, esto con la finalidad de observar los efectos de luz lenta y luz rápida.

La figura 34 muestra el desplazamiento de la señal de salida de la estructura de Bragg respecto a la señal de entrada para diferentes longitudes de onda del láser sintonizable. La línea discontinua presenta el espectro en transmitancia para efectos comparativos. El desplazamiento mayor de los pulsos se observa en el centro del perfil de transmisión (1553.36 nm aproximadamente) y en las alas (1553.15 nm y 1553.4 nm aproximadamente).

El desplazamiento que se observa en las alas, en especial, en 1553.4 nm es de un valor positivo, es decir, la señal de salida a esa longitud de onda presenta un retraso adicional (de 13 ps) respecto a la señal de salida fuera del perfil de Bragg (1552 nm) –este efecto se considera como luz lenta–. El desplazamiento en la zona de menor transmitancia óptica (de -19 ps) se presenta como un adelanto adicional de la señal de salida en 1553.36 nm respecto a la señal de salida pero fuera del perfil de Bragg –efecto considerado como luz rápida–.

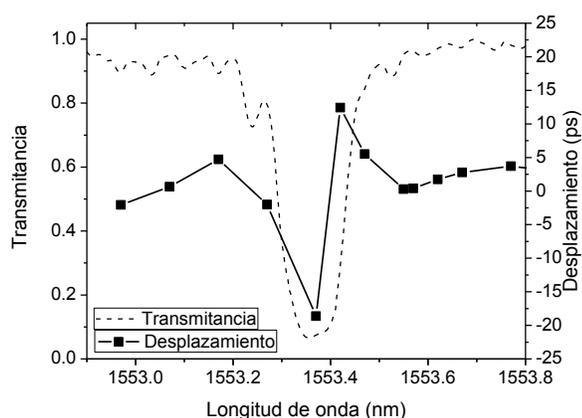


Figura 34. Perfil de desplazamiento de la señal de entrada y de salida observada a 0 V (la línea cortada representa el perfil de transmitancia).

Como se mencionó en el capítulo anterior, la eficiencia de difracción de la rejilla disminuyó de manera considerable en comparación al momento en que se iniciaron los trabajos experimentales. Tal disminución afectó por ende, al valor del desplazamiento relativo de los pulsos que se propagan a través de la estructura de Bragg. Teniendo una disminución, en comparación con los resultados obtenidos después de efectuar el proceso de revelado de la rejilla, de hasta 2 veces en el caso de luz rápida y de hasta 3 veces para el caso de luz lenta (ver figura 35).

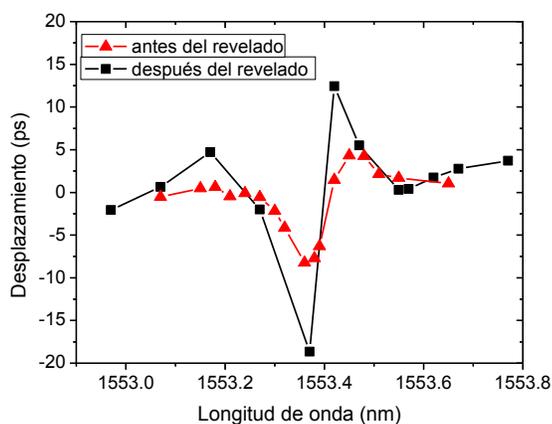


Figura 35. Comparación del perfil de desplazamiento de los pulsos sin voltaje aplicado a la estructura antes (en rojo) y después (en negro) del proceso de revelado.

Además de la frecuencia de modulación de los pulsos de 12.5 GHz, se utilizaron otras frecuencias de menor frecuencia (y por tanto mayor duración de los pulsos). La figura 36 muestra el comportamiento del desplazamiento de los pulsos para las frecuencias de modulación de 5 GHz (duración de pulso igual a 200 ps) y 8 GHz (duración de pulso igual a 125 ps). En ambos casos el valor de desplazamiento negativo (o adelanto del pulso) es similar (alrededor de 10 ps), para el caso del desplazamiento positivo (o atraso del pulso) es de 9 ps para la frecuencia de modulación de 8 GHz y de 12 ps para la frecuencia de modulación de 5 GHz.

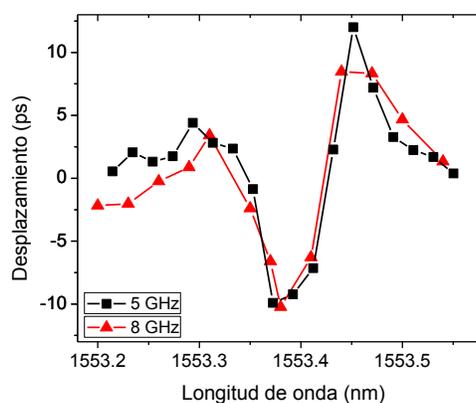


Figura 36. Perfil de desplazamiento de los pulsos para frecuencias de modulación de 5 GHz (color negro) y 8 GHz (color rojo).

Los valores de los desplazamientos (ya sea atraso o adelanto) en los perfiles para frecuencias de modulación de los pulsos menores a 12.5 GHz son menores que para el caso de 12.5 GHz, especialmente en el caso donde se presenta el adelanto del pulso de aproximadamente 10 ps para las frecuencias de modulación de 5 GHz y 8 GHz y cerca de 20 ps cuando se trabaja con frecuencias de modulación de 12.5GHz.

IV.3 Experimentos de control de propagación de los pulsos aplicando voltaje

Ahora pasamos a los experimentos con propagación de pulsos de luz de diferentes longitudes de onda bajo la aplicación de un campo eléctrico externo.

Aplicando un voltaje uniforme de 100 Vdc a los electrodos de la estructura de Bragg se observa el desplazamiento del perfil de transmitancia así como el del perfil de desplazamiento entre las señales de entrada y de salida de la estructura –ver la figura 37a–.

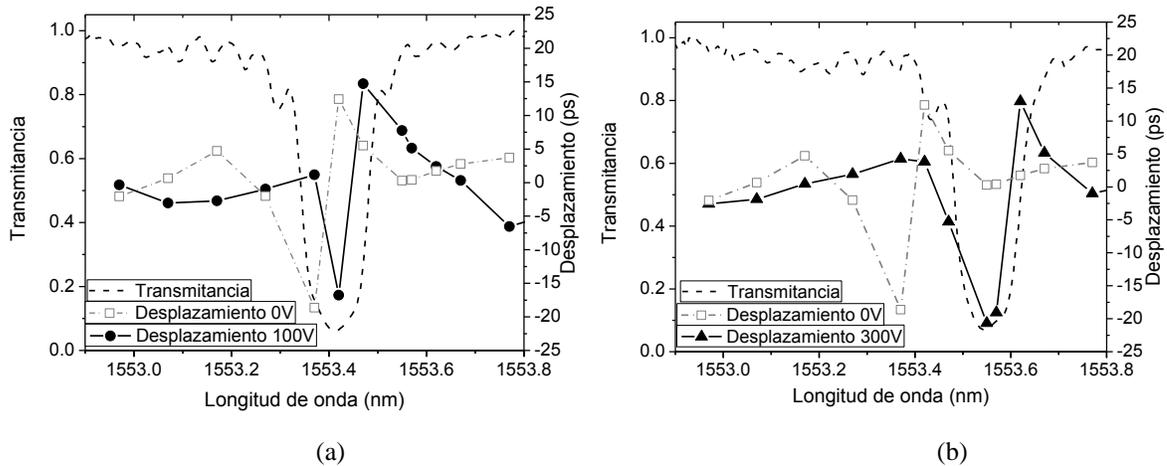


Figura 37. Perfiles de desplazamiento del pulso de salida (línea continua) y perfiles de transmitancia (línea discontinua) a 100 V (a) y 300 V (b). Perfil de desplazamiento sin aplicación de voltaje (línea discontinua gris).

Al hacer la comparación entre las figuras 34 y 37a se observa que en ambos casos cerca del mínimo de transmitancia en el perfil de transmitancia se tiene el mayor adelanto del pulso y cerca de la frontera de la zona de la banda de rechazo se tiene el mayor atraso del pulso. El mismo comportamiento se observa al aplicar un voltaje mayor (por ejemplo, 300 V) a la estructura el cual se muestra en la figura 37b. Se realizaron también experimentos para diferentes voltajes, tanto positivos como negativos, aplicados a los electrodos de la estructura (figura 38).

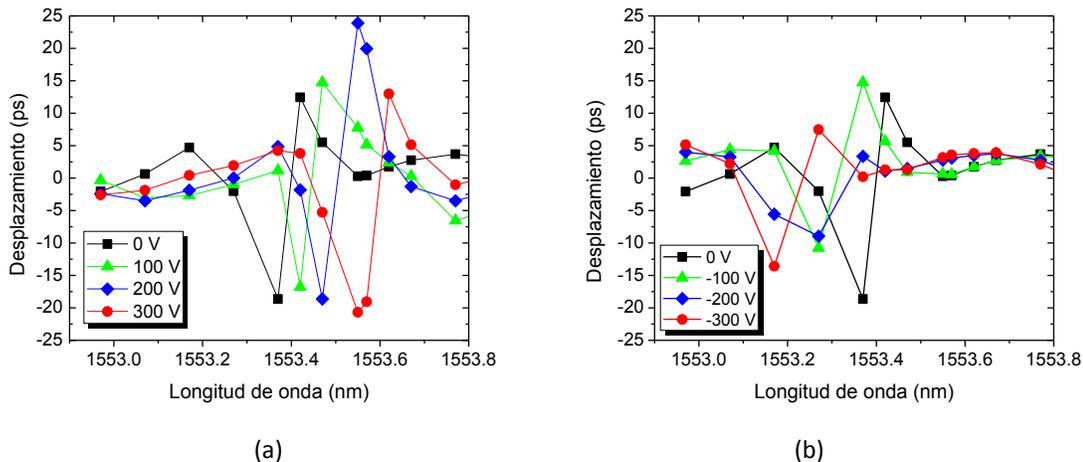


Figura 38. Perfiles de desplazamiento de los pulsos para voltajes positivos (a) y para voltajes negativos (b).

Al analizar el comportamiento del perfil de desplazamiento de los pulsos se tiene que para voltajes aplicados con polaridad positiva la forma del perfil se conserva, así como el valor aproximado del adelanto y el retraso máximo de los pulsos. Sin embargo al utilizar voltaje con polaridad negativa se observa que la forma de los perfiles no se conserva del todo, se repitió el experimento varias veces para corroborar este comportamiento, encontrándose en todos los casos el mismo resultado.

Se hizo también un experimento para observar el desplazamiento de los pulsos en función del voltaje aplicado a los electrodos para determinadas longitudes de onda. Para esto, se escogieron las longitudes de onda en las que se mostraba un comportamiento significativo. Dos corridas diferentes de tales dependencias (observadas para estados de la rejilla con eficiencias de difracción un poco diferentes) se muestran en la figura 39.

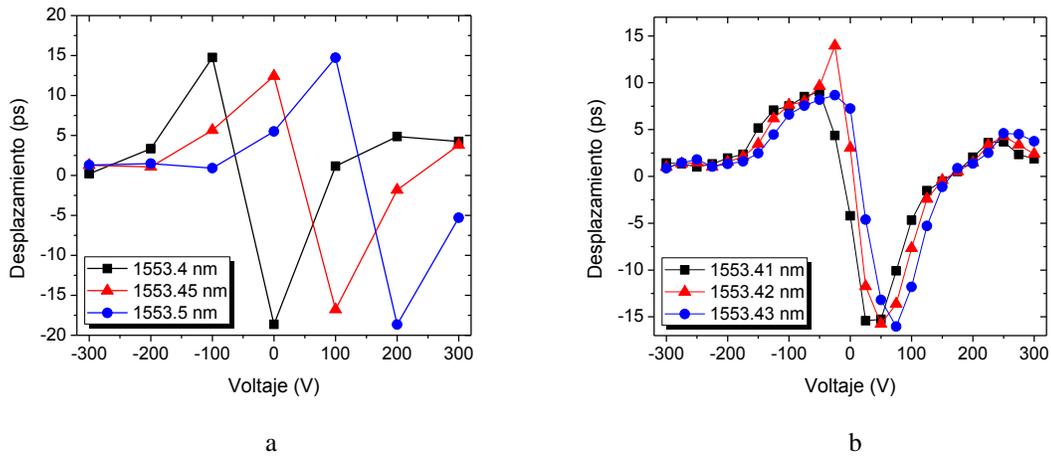


Figura 39. Dependencias de desplazamiento de los pulsos como función del voltaje aplicado obtenidas para diferentes longitudes de onda.

Se hizo esto con el propósito de encontrar un perfil de desplazamiento de los pulsos tal que pasara por el valor de 0 V, obteniendo así una longitud de onda para la cual al aplicar la menor cantidad de voltaje posible se pudiera obtener el mayor cambio de atraso y adelanto de los pulsos. Para una longitud de onda de 1553.42 nm y aplicando un voltaje de -25 V podemos llevar a la velocidad de propagación de los pulsos al régimen de luz lenta y al aplicar un voltaje de 50 V situamos a la velocidad de propagación de los pulsos en el régimen de luz rápida.

Un parte estrecha (de -100 hasta 100 V) de la dependencia obtenida para longitud de onda 1553.43 nm se presenta en la figura 40. De aquí podemos evaluar la razón máxima de control por el voltaje aplicado: el retraso se cambia con la velocidad de 0.4 ps/V. Por otro lado, podemos ver que el rango máximo de cambio de retraso es alrededor de 30 ps.

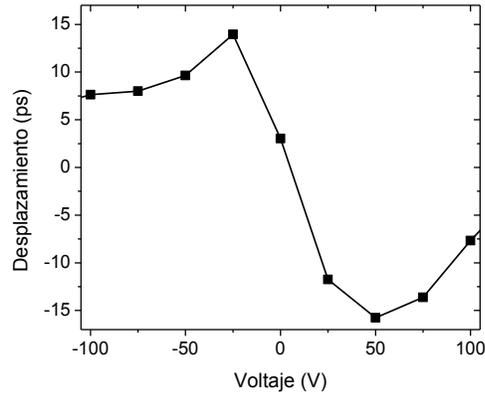


Figura 40. Evaluación de la razón máxima de control de retraso de pulsos por el voltaje aplicado.

IV.4 Discusión de los resultados y comparación con predicciones teóricas

En general, una consideración teórica de la propagación de luz en las estructuras (rejillas) de Bragg necesita el formalismo de las ecuaciones de ondas acopladas, las cuales se utilizan más adelante. Sin embargo, antes de hacer esto, hacemos una comparación de los resultados experimentales con las predicciones teóricas de los desplazamientos temporales de los pulsos observados en un modelo de línea de absorción de Lorentz. Entonces vamos a analizar el desplazamiento máximo de un pulso de luz que se propaga a través de un medio con absorción óptica descrito por el modelo clásico de Lorentz (Boyd y Gauthier, 2001). En otras palabras, para la evaluación de nuestros experimentos con pulsos transmitidos sustituimos nuestra rejilla de Bragg por un filtro óptico absorbente el cual presenta la misma transmitancia mínima y el ancho espectral (FWHM) adecuado del perfil de absorción.

En el modelo de Lorentz (ver la figura 1), el desplazamiento máximo del pulso se observa en el centro de la línea de absorción (para la longitud de onda de Bragg en nuestro caso). Su valor es igual a la densidad óptica efectiva $\delta\alpha_0 L$ dividida por la línea de resonancia de ancho FWHM $2\Delta\omega_0$:

$$\Delta\tau = \frac{n_{gr}L}{c} \approx -\frac{\delta\alpha_0 L}{2\Delta\omega_0}, \quad (87)$$

donde n_{gr} es el índice de refracción grupal.

Evaluamos la densidad óptica efectiva como

$$\delta\alpha_0 L = -\ln(T_{min}) \quad (88)$$

De acuerdo con la figura 22, la transmitancia mínima de la estructura de Bragg es $T_{min} = 0.1$, por lo que se obtiene $\delta\alpha_0 L \approx 2.3$.

El ancho FWHM $2\Delta\lambda_0$ de la curva experimental de transmitancia mostrada en la figura 22 es 0.14 nm; por lo que de acuerdo a la ecuación 82, corresponde a un ancho espectral $2\Delta\omega_0$ igual a $1.1 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$. Entonces, de acuerdo a las características de nuestra estructura, se espera un retraso negativo (adelanto) grupal máximo del pulso ($\Delta\tau$) en el centro de la curva de transmitancia (o absorción) de 21 ps.

Por otra parte, el ancho de banda espectral $2\Delta\omega_0$ limita la duración mínima del pulso por el valor

$$\tau_{min} \approx \frac{\pi}{\Delta\omega_0}, \quad (89)$$

obteniendo una longitud mínima del pulso de 57 ps. Por lo que es necesario utilizar pulsos de cuando menos 57 ps de duración para obtener desplazamientos grupales del pulso.

Por otra parte, el máximo desplazamiento (fraccional) temporal del pulso está limitado como

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_{min}} \approx \frac{\delta\alpha_0 L}{2\pi}, \quad (90)$$

que en nuestro caso se tiene un valor de 0.37, es decir, se pueden obtener desplazamientos de los pulsos de hasta 37% del valor de la duración total del pulso.

La propagación de un pulso de luz sin dispersión (afuera del régimen de Bragg) a través de la rejilla de 8 mm de longitud toma cerca de 58 ps. Una dispersión inducida en el pulso ya sea por retraso o avance de aproximadamente ± 20 ps se puede interpretar bajo tales condiciones de resonancia, que la envolvente del pulso de luz se propaga cerca de 30 % más lento o más rápido, según sea el caso, comparado con la longitud de onda de la luz fuera de la región espectral de la zona de Bragg.

Como mencionamos anteriormente, el análisis basado en las ecuaciones de ondas acopladas (ver el Capítulo II) es más estricto en nuestro caso. La figura 41 muestra como referencia, el perfil de transmisión utilizando adecuadamente el formalismo de ecuaciones de ondas acopladas para una rejilla de Bragg espacialmente uniforme de 8 mm de longitud con una transmitancia mínima de 20 %. También presenta el perfil espectral del retraso temporal en la onda modulada en intensidad.

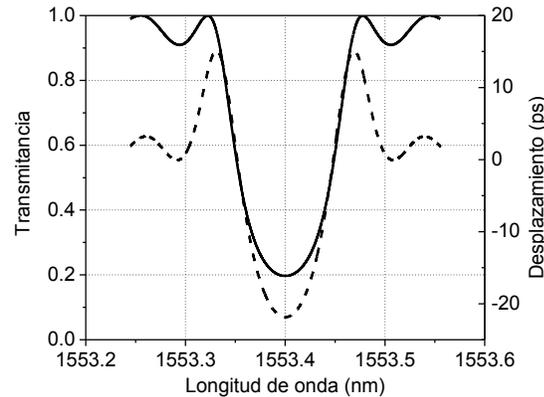


Figura 41. Perfiles de transmisión óptica (línea sólida) y de desplazamiento del pulso (línea discontinua) calculados para una rejilla de Bragg de 8 mm de longitud con eficiencia máxima de difracción de 80 %.

Para obtener el retraso temporal del pulso de luz se utilizó la siguiente ecuación:

$$t(\Delta\omega) = \frac{\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2}}{\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} \cdot \cosh(L \cdot n_0 \cdot \sqrt{\kappa^2 - \sigma^2}) - j \cdot \sigma \cdot \sinh(L \cdot n_0 \cdot \sqrt{\kappa^2 - \sigma^2})}, \quad (91)$$

donde $\sigma = \frac{\Delta\omega}{c}$, $\Delta\omega$ es la frecuencia de sintonización de las condiciones de Bragg, c es la velocidad de la luz, $\kappa = \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega_0}{c} \cdot n_1$, ω_0 es la frecuencia a la cual se satisface la condición de Bragg, n_1 es la amplitud del índice de refracción de la rejilla, n_0 es el índice de refracción promedio del material y L es la longitud de la rejilla.

Al comparar los datos experimentales presentados en la figura 34 con estas predicciones teóricas, se observa que experimentalmente nuestra rejilla de Bragg garantiza el mismo desplazamiento temporal (≈ 20 ps) para mayores eficiencias de difracción de la rejilla. Para eficiencias de difracción de la rejilla de 90% esta teoría predice desplazamientos del pulso (avance) de aproximadamente 27 ps (ver figura 42).

Esta discrepancia está probablemente asociada más bien con la utilización de pulsos cortos de luz en los experimentos y el ensanchamiento adicional observado en el perfil espectral de transmisión de la rejilla de Bragg. En los experimentos que se realizaron para frecuencias de pulsos menores a 12.5 GHz el desplazamiento absoluto obtenido estuvo casi 30% mayor en el caso de 8 GHz. Por la misma razón (un amplio espectro de los pulsos usados), probablemente, no se observan experimentalmente los máximos fuertes de retraso de pulsos en las alas del máximo de Bragg principal.

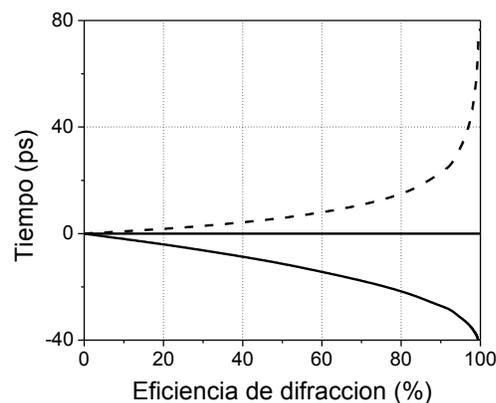


Figura 42. Adelanto máximo (línea sólida) y retraso máximo (línea discontinua) del pulso en la luz transmitida en función de la eficiencia de difracción de la rejilla.

Como se mencionó anteriormente, el retraso/adelanto grupal observado experimentalmente en la estructura de Bragg están asociados con pérdidas significativas de luz en la potencia de salida de la luz transmitida. La figura 42 muestra la dependencia teórica del desplazamiento máximo del pulso como función de la eficiencia de difracción de la rejilla. Obviamente las pérdidas de luz se pueden reducir significativamente operando la estructura en el modo de reflexión, donde el avance del pulso observado para el caso de transmisión cambiará por un retraso del pulso similar en el caso de reflexión.

Como el perfil de transmitancia (figura 25), los perfiles de desplazamiento obtenidos experimentalmente muestran una asimetría ya que para longitudes de onda mayores a la longitud de onda de Bragg el desplazamiento (para este caso retraso) de la envolvente del pulso es mayor (aproximadamente 3 veces) que para el caso de longitudes de onda menores a la longitud de onda de Bragg (ver por ejemplo figura 34). Esta discrepancia podría asociarse a que el perfil espacial de la rejilla no es idealmente rectangular, así como a posibles variaciones del periodo espacial de la misma.

Capítulo V

Conclusiones del trabajo de tesis

V.1 Resultado general

Se demostró el control efectivo de la propagación de luz lenta y luz rápida en una rejilla de Bragg fotorrefractiva formada en una guía de onda de niobato de litio. La aplicación de un voltaje uniforme de 120 V en la estructura da como resultado un desplazamiento temporal de los pulsos de luz de aproximadamente 32 ps el cual es cercano a la mitad de la duración de los pulsos de luz utilizados (80 ps). Esperamos que esta configuración se pueda utilizar en sistemas de comunicaciones ópticas.

V.2 Resultados particulares

1. Se realizó la caracterización espectroscópica de transmitancia y reflectancia de la estructura de Bragg de óptica integrada de niobato de litio fabricada en el Instituto A. F. Ioffe de San Petersburgo, Rusia. Teniendo un valor inicial de longitud de onda de Bragg $\lambda_B \approx 1553.34$ nm, un ancho espectral FWHM de 0.14 nm, una amplitud de modulación del índice de refracción de $\approx 1.1 \times 10^{-4}$ y una eficiencia de difracción de hasta aproximadamente 90%. Debido a la pérdida de la eficiencia de difracción de la rejilla con el tiempo, se hizo periódicamente un proceso de revelado por iluminación con luz ultravioleta para regresarla al estado inicial.
2. Se observó la sintonización de la longitud de onda de Bragg aplicando un voltaje uniforme a la guía de onda, obteniendo como resultado experimental un desplazamiento de la longitud de onda de Bragg de 0.6 pm/V. El desplazamiento del máximo de Bragg por la mitad de su ancho espectral FWHM se observó bajo la aplicación de un voltaje de control alrededor de 120 V.
3. Usando el equipo del grupo del Dr. H. Soto se desarrolló una configuración experimental para medir el desplazamiento relativo de pulsos de picosegundos al propagarse a través de

nuestra estructura de Bragg, con el propósito de observar los efectos de luz lenta y luz rápida. Se desarrolló una metodología para determinar este desplazamiento relativo basada en una aproximación con envolvente periódico senoidal. Tomando en cuenta el ancho espectral del pico central de transmitancia de la estructura, se seleccionó 12.5 GHz como una frecuencia de repetición de pulsos de trabajo, con duración de pulsos de 80 ps.

4. Cambiando la longitud de onda portadora de los pulsos en el rango de 1553 – 1554 nm se observaron en el modo de transmitancia los efectos de luz lenta y luz rápida para pulsos con frecuencia de 12.5 GHz. También cambiando el voltaje externo se observó el cambio de propagación lenta a propagación rápida. Se obtuvieron valores de adelanto del pulso de hasta 19 ps y retraso de hasta 13 ps en comparación a un pulso con longitud de onda afuera del rango de reflexión de Bragg. Se determinó la razón máxima de control de retraso/adelanto de los pulsos por el voltaje aplicado a la estructura la cual es igual a 0.4 ps/V.

5. Para evaluar el desplazamiento de pulsos teórico que se debería presentar en la estructura, se utilizó el formalismo de propagación dispersiva por medio del modelo de Lorentz y también cálculos basados en las ecuaciones de ondas acopladas. Los valores máximos de desplazamiento en el centro de la línea de transmitancia se encuentran cercanos a los valores obtenidos experimentalmente. Las desviaciones que se observan específicamente en las alas de la línea de Bragg, se atribuyen a la no-uniformidad del perfil de la rejilla y al excesivo ancho espectral de los pulsos utilizados.

6. Los resultados de este trabajo se mandaron a la Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO:2011). Se escribió el artículo “*Electrically controlled slow/fast propagation of 12.5GHz light pulses in lithium niobate waveguide Bragg grating*” enviado a la revista internacional Applied Physics B.

V.3 Propuestas para desarrollo de estructuras más efectivas

1. Una de las propuestas atractivas para disminuir las pérdidas de luz, es usar la misma estructura en el modo de reflectancia. En este caso, en el centro del área de Bragg se espera observar un retraso de los pulsos de salida.
2. Otra propuesta prometedora para bajar las pérdidas es operar la estructura en modo de transmisión en el rango espectral entre dos picos de absorción separados por un voltaje externo aplicado. Vale la pena mencionar, que este régimen puede realizarse por la aplicación a la primera y la segunda mitad de pares de electrodos los voltajes con signos opuestos.
3. Debido a la fabricación de la estructura el voltaje externo se aplicó a lo largo del eje x del cristal, donde el coeficiente electro-óptico (r_{22}) es moderado. Una alternativa sería utilizar otras tecnologías de formación de rejillas de Bragg en niobato de litio (es decir, no fotorrefractiva, por ejemplo, grabado en plasma reactivo) que permitan utilizar otra orientación del cristal donde al utilizar un coeficiente electro-óptico mayor (r_{33}) se reduzca el voltaje de control cerca de 10 veces.

Bibliografía

- Agrawal, G.P. 2001. “*Applications of Nonlinear fiber optics*”. Academic Press. San Diego. 458 pp.
- Agrawal, G.P. 1995. “*Nonlinear fiber optics*”. Academic Press. San Diego. 460 pp.
- Amodei, J. J. y D. N. Staebler, 1971. “*Holographic pattern fixing in electro-optic crystals*”. Applied Physics Letters. 18(12):540-542.
- Boyd, R.W., L. J. Gauthier y A. L. Gaeta. 2006. “*Applications of slow light in telecommunications*”. Optics and Photonics News. 17(4):18-23.
- Boyd, R.W. y D. J. Gauthier, 2001. “*Slow*” and “*Fast*” Light. Progress in Optics. 43:497-530.
- Brillouin, L. 1960. “*Wave Propagation and Group Velocity*”. Academic Press. Primera edición. New York. 154 pp.
- Chang-Hasnain, C. J., P. Ku, J. Kim y S. Chuang. 2004. “*Variable optical buffer using slow light in semiconductor nanostructures*”. Proceedings of the IEEE. 91(11):1884-1897.
- Chang-Hasnain, C. J. y S. L. Chuang. 2006. “*Slow and fast light in semiconductor quantum-well and quantum-dot devices*”. Journal of Lightwave Technology. 24(12):4642-4654.
- Chu, S. y S. Wong. 1982. “*Linear Pulse Propagation in an Absorbing Medium*”. Physical Review letters, 48(11):738-741.
- Dogariu, A., A. Kuzmich, H. Cao y L. J. Wang. 2001. “*Superluminal light pulse propagation via rephrasing in a transparent anomalously dispersive medium*”. Optics Express 8(6):344-350
- Frandsen, L. H., A. V. Lavrinenko, J. Fage-Pedersen y P. I. Borel. 2006. “*Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties*”. Optics Express. 14(20):9444-9450.
- Garret, C. G. y D. E. McCumber. 1970. “*Propagation of a Gaussian Light Pulse through an Anomalous Dispersion Medium*”. Physical Review A, 1(2):305-313.
- Gehring, G. M., R. W. Boyd, A. L. Gaeta, D. J. Gauthier y A. E. Willner. 2008. “*Fiber-based slow-light technologies*”. Journal of Lightwave Technology. 26(23):3752-3762.
- Griffiths, D. J. 1999. “*Introduction to electrodynamics*”. Prentice Hall. Tercera Edición. New Jersey. 576 pp.

- Günter, P. y J.P. Huignard. 1989. "*Photorefractive Materials and their applications II*". Topics in Applied Physics vol.62. Springer-Verlag. Berlin, 363pp.
- Hau, L. V., S. E. Harris, Z. Dutton y C. H. Behroozi. 1999. "*Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas*". Nature. 397:594-598.
- Huckriede, J., D. Kip y E. Krätzig. 2000. "*Investigation of titanium and copper indiffused channel waveguides in lithium niobate and their application as holographic filters for infrared light*". Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. 2(5):481-487.
- Huckriede, J., D. Runde y D. Kip. 2003. "*Fabrication and application of holographic Bragg gratings in lithium niobate channel waveguides*". Journal of Physics. D: Applied Physics. 36(3):R1-R16.
- Jackel, J. L., C. E. Rice y J. J. Veselka. 1983. "*Proton exchange in LiNbO₃*". Ferroelectrics. 50(1):165-170.
- Jackson, J. D. 1962. "Classical Electrodynamics". Wiley & Sons. Primera Edición. New York. 641 pp.
- Kashyap, R. 1999. "*Fiber Bragg gratings*". Academic Press. Primera Edición. San Diego. 458 pp.
- Kip, D. y J. Huckriede. 2003. "*Holographic reflection filters in photorefractive LiNbO₃ channel waveguides*". Topics in Applied Physics. Springer. Berlin Volumen 83, 113-132.
- Kogelnik, H. 1969. "*Coupled wave theory for thick holograms gratings*". Bell System Technical Journal. 48(9):2909-2947.
- Krauss, T.F. 2007. "*Slow light in photonic crystal waveguides*". Journal of Physics D: Applied Physics. 40(9):2666-2670.
- Kulikov, V. V. y S. I. Stepanov. 1979. "Mechanisms of holographic recording and thermal fixing in photorefractive LiNbO₃: Fe". Sovietic Physics Solid State. 21,1849.
- Lenz, G., B. J. Eggleton, C. K. Madsen y R. E. Slusher. 2001. "*Optical delay lines based on optical filters*". IEEE Journal of Quantum Electronics. 37(4):525-532.
- Lin, S. H., K. Y. Shu y P. Yeh. 2000. "*Experimental observation of the slowdown of optical beams by a volume-index grating in a photorefractive LiNbO₃ crystal*". Optics Letters. 25(21):1582-1584.
- Marangos, Jon. 2000. "*Faster than a speeding photon*". Nature, 406:243-244.
- Milonni, P. W. 2005. "*Fast light, slow light and left-handed light*". Series in Optics and Optoelectronics. Taylor and Francis Group. New York. 247 pp.

- Petrov, M. P., S.I. Stepanov y A. Kamshilin. 1978. "*Light diffraction in photorefractive ferroelectrics*". *Ferroelectrics* 21(1): 631-633.
- Petrov, M. P., S. I. Stepanov y A. V. Khomenko. 1991. "*Photorefractive crystals in coherent optical systems*". Springer Verlag. Primera Edición. Berlin, 275 pp.
- Petrov, V. M., C. Denz, A. V. Shamray, M. P. Petrov y T. Tschudi. 2001. "*Electrically controlled volume LiNbO₃ holograms for wavelength demultiplexing system*". *Optical Materials*. 18(1):191-194.
- Podivilov, E., B. Sturman, A. Shumelyuk y S. Odoulov. 2003. "*Light Pulse Slowing Down up to 0.025 cm/s by Photorefractive Two-Wave Coupling*". *Physical Review Letters*. 91(8):083902-083905.
- Prokhorov, A.M., Y. U. Kuzminov y O. A. Khachaturyan. 1996. "Ferroelectric thin-film waveguides in integrated optics", Cambridge International Science. Cambridge. 373 pp.
- Qian, K., L. Zhan, L. Honggen, X. Hu, J. Peng, L. Zhang y Y. Xia. 2009. "*Tunable delay slow-light in an active fiber Bragg grating*". *Optics Express*. 17(24):22217-22222.
- Ramaswami, R. y K. N. Sivarajan. 2002. "*Optical Networks: A Practical Perspective*". Morgan Kaufmann. Segunda edición. California. 797 pp.
- Rayleigh, Lord. 1881. "*The velocity of Light*". *Nature*, XXIV:382.
- Rayleigh, Lord. 1899. "*The theory of anomalous dispersion*". *Nature*, LX:64.
- Saleh, B. E. A. y M. C. Teich. 1991. "*Fundamental of photonics*". Wiley. Primera Edición. New York. 947 pp.
- Schmid, R. V. y I. P. Kaminov. 1974. "*Metal-diffused optical waveguides in LiNbO₃*". *Applied Physics Letters*. 25(8):458-460.
- Shamray, A. V., A. S. Kozlov, I. V. Ilichev y M.P. Petrov. 2005. "*Electrically controlled integrated optical Bragg gratings for wavelength switching and wavelength stabilization*". *Advanced Solid-state Photonics*. 98:703-707.
- Thévenaz, L., K. Song y M. Gonzalez-Herraez. 2006. "*Slow and fast light in optical fibers*". *Optica Pura y Aplicada*, 39(2):139-144.
- Veselago, V. G. 1968. "*The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ* ". *Soviet Physics Uspekhi*. 10(4):509-514.
- Viegas, D., N. M. Pinto, R. Romero, O. Frazão y A. Costa. 2007. "*Tunable first-order differential group delay generation using a uniform fiber Bragg grating*". *Microwave and Optical Technology Letters*. 49(10):2451-2454.

Wang, L. J., A. Kuzmich y A. Dogariu. 2000. “*Gain-assisted superluminal light propagation*”. *Nature*, 406:277-279.

Wood, R.W. 1904. “*A quantitative determination of the anomalous dispersion of sodium vapour in the visible and ultra-violet regions*”. *Philosophical Magazine Series 6*. 8(45):293-324.

Yariv, A. y P. Yeh. 2007. “*Photonics: optical electronics in modern communication*”. Oxford University Press. 6-th edition. New York. 836 pp.

Yeh, P. 1993. “*Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*”. John Wiley & Sons. Canadá. 410 pp.

Yoffe, G. W., J. W. Arkwright, G. E. Town y B. G. Smith. 1998. “*Tunable optical delay line based on a fibre Bragg grating*”. *Electronics Letters*. 34(17):1688–1690.

Yum, H. N., M. Salit, G. S. Pati, S. Tseng, P. R. Hemmer y M. S. Shahriar. 2008. “*Fast light in a photorefractive crystal for gravitational wave detection*”. *Optics Express*. 16(25):20448-20456.