

**Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de  
Ensenada, Baja California**



---

**Maestría en Ciencias  
en Óptica con orientación en Óptica Física**

---

**Efectos no lineales en la propagación de pulsos en guías de  
onda**

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de  
Maestro en Ciencias

Presenta:

**María de los Ángeles Zazueta García**

Ensenada, Baja California, México

2018

Tesis defendida por

**María de los Ángeles Zazueta García**

y aprobada por el siguiente Comité

---

Dra. Karina Garay Palmett

Codirector de tesis

Dr. Raúl Rangel Rojo

Codirector de tesis

Dra. Sharon Zinah Herzka Llona

Dr. Horacio Soto Ortiz

Dr. Roger Sean Cudney Bueno



---

Dr. Israel Rocha Mendoza  
Coordinador del Posgrado en Óptica

---

Dra. Rufina Hernández  
Directora de Estudios de Posgrado

*María de los Ángeles Zazueta García © 2018*

*Queda prohibida la reproducción parcial o total de esta obra sin el permiso formal y explícito del autor y director de la tesis*

Resumen de la tesis que presenta María de los Ángeles Zazueta García como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Óptica Física.

## **Efectos no lineales en la propagación de pulsos en guías de onda**

Resumen aprobado por:

---

Dra. Karina Garay Palmett

Codirector de tesis

---

Dr. Raúl Rangel Rojo

Codirector de tesis

La óptica no lineal estudia los fenómenos que ocurren como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas de los materiales por la presencia de radiación electromagnética intensa. Los compositos que contienen nanopartículas metálicas embebidas en una matriz dieléctrica poseen propiedades interesantes, como una respuesta no lineal de tercer orden grande. Éstas llaman la atención por la posibilidad de manipular la respuesta no lineal de un medio al poder controlar la composición, densidad, forma y posición de las nanopartículas, brindando además la oportunidad de ser aplicadas en sistemas de procesamiento de señales que requieran dispositivos fotónicos en forma de guía de onda. Se han llevado a cabo pocos trabajos relacionados con guías de onda ópticas compuestas por compositos de nanopartículas metálicas en sílice. Por otro lado, otro tipo de guías de onda que resultan útiles para la observación de efectos no lineales de tercer orden son las fibras ópticas microestructuradas. Éstas ofrecen diversas ventajas para observar efectos no lineales sobre las fibras ópticas convencionales utilizadas en telecomunicaciones. Por esto, en este trabajo de tesis se presenta el estudio de efectos ópticos no lineales de tercer orden en medios guiados. Los medios guiados estudiados son guías de onda basadas en nanocompositos consistentes de nanopartículas metálicas embebidas en sílice y fibras microestructuradas. Se llevaron a cabo estudios de diversos aspectos de la propagación de pulsos ultra cortos en estos medios. Se estudió la respuesta no lineal en medios guiados y se observó la manifestación del fenómeno de automodulación de fase en las guías de onda de canal y una fibra microestructurada hecha en México. Se hizo un estudio teórico de las condiciones de propagación en los diferentes medios guiados usados. También se estudió el fenómeno de mezclado de cuatro ondas teóricamente en las guías de onda de canal, haciendo una propuesta de diseño teórico para su continuación en trabajo futuro, y se observaron resultados experimentales de fotones generados por este fenómeno en una fibra microestructurada comercial que indican que la predicción teórica es adecuada y permiten tener un mejor modelo de dispersión de la fibra, lo cual es parte esencial de la caracterización de ésta. Para esto fue necesario hacer el modelado de una dispersión aproximada de las guías de onda y las fibras microestructuradas, así como sus propiedades de empatamiento de fase.

**Palabras clave:** óptica, óptica no lineal, no lineal, guías de onda, pulsos ultracortos, nanopartículas, fibras ópticas microestructuradas

Abstract of the thesis presented by María de los Ángeles Zazueta García as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Optics with orientation in Physical Optics.

## **Nonlinear effects in the propagation of pulses in waveguides**

Abstract approved by:

---

Dra. Karina Garay Palmett

Thesis Co-Director

---

Dr. Raúl Rangel Rojo

Thesis Co-Director

The field of nonlinear optics studies the phenomena that occur as a consequence of the modification of optical properties of materials due to the presence of intense electromagnetic radiation. Composites that contain metallic nanoparticles embedded in a dielectric matrix possess interesting properties, such as a large third order nonlinear response. These result interesting because they offer the possibility of changing the nonlinear response of the medium by controlling the composition, density, form and position of the nanoparticles, thus giving the opportunity of being applied in signal processing systems that require photonic devices in the form of a waveguide. Few research jobs have been made related to optical waveguides composed of composites containing metallic nanoparticles embedded in silica. On the other hand, another kind of waveguides that are useful for third order nonlinear effect observation are microstructured optical fibers. These offer various advantages to observe nonlinear effects when compared to regular to conventional optical fibers that are used in telecommunication technologies. For these reasons, this thesis presents the studies on third order nonlinear optical effects in some guided media. The guided media that are subject of study in this work are channel waveguides based on nanocomposites consistent of metallic nanoparticles embedded in silica and microstructured optical fibers. Studies about the propagation of ultrashort pulses in these media were developed. The nonlinear response in the guided media was studied and self-phase modulation effect was observed in the channel waveguides and one microstructured fiber made in Mexico. A theoretical study on the propagation conditions in the different media was made, as well as the study of the four wave mixing phenomenon in the channel waveguides, making a theoretical design proposal for future work. Experimental results of photons generated by the four wave mixing phenomenon were observed for a commercial microstructured fiber that indicate that the theoretical study on it is adequate and allow to have a better dispersion model of the fiber, which is an essential part of its characterization. To do all this, a previous approximate dispersion model theoretical study had to be made for all the media used, as well as their phase-matching properties.

**Keywords: optics, nonlinear optics, nonlinear, waveguides, ultrashort pulses, nanoparticles, microstructured optical fibers**

## **Dedicatoria**

***A Mochi y Mimo***

## Agradecimientos

Primero quiero agradecer a mis asesores. A la doctora Karina Garay por su tiempo, dedicación, por explicarme todo una, dos, tres veces lo mismo y no perder la paciencia nunca, sin importar qué tan ocupada estuviera; usted es en verdad una gran persona y un ejemplo de perseverancia, ética de trabajo y excelencia en todo lo que hace. Al doctor Raúl Rangel, por todo su apoyo académico y moral; sus palabras siempre me hicieron ver la luz al final del túnel y perseverar hasta terminar. Siempre me ofreció ayuda aún antes de empezar este trabajo de tesis y espero que sepa que le estoy muy agradecida por nunca negarse a compartir su conocimiento conmigo y mis compañeros. Ambos fueron un gran apoyo en cada paso de este trabajo.

Al doctor Roger Cudney, parte de mi comité de tesis, que siempre me brindó apoyo en lo académico y fue todo este tiempo una inspiración para nunca dejar de lado las cosas pequeñas que nos hacen felices. A la doctora Sharon Herzka, que fue de mucha ayuda en mis avances, haciendo siempre comentarios acertados y ofreciendo ayuda extra para mi crecimiento. Al doctor Horacio Soto, que cada avance hizo preguntas y comentarios muy acertados, además de siempre responder con una sonrisa.

A mi papá, por siempre inculcarme la importancia de la ciencia en el mundo y convencerme de entrar a la maestría. A mi mamá por ayudarme todos los días con mis responsabilidades extraescolares para que yo pudiera concentrarme en este trabajo, nunca hubiera podido sin tu ayuda. A Corinne, la amistad más valiosa que hice durante el posgrado, espero que sepa que fue una de las razones más importantes por las cuales no desistí a la mitad del camino. A Aaron, por alentarme a seguir todos los días y siempre ser la voz de la razón que me mantuvo cuerda estos 2 años y 4 meses. Al personal administrativo de óptica, Carmen, Cruz y Marla, que siempre me ayudaron e hicieron mi vida mucho más fácil en este trayecto.

A Boni, Eder, al Dr. Heriberto, al Dr. Machorro, Sebastián, Daniel, Francisco, Dr. Marcos Plata, Yahaira, al Dr. Israel Rocha y Ana Luisa por su ayuda dentro y fuera del laboratorio. Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. Al Consejo Nacional de Ciencia y

Tecnología (CONACyT) por brindarme el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría y al proyecto de Laboratorio Nacional de Materia Cuántica: Materia Ultrafría e Información Cuántica (LANMAC) por financiar parte de la infraestructura utilizada en el desarrollo de esta tesis.

# Tabla de contenido

	Página
Resumen en español .....	ii
Resumen en inglés .....	iii
Dedicatoria .....	iv
Agradecimientos .....	v
<b>Lista de figuras</b>	<b>viii</b>
<b>Lista de tablas</b>	<b>x</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Objetivos .....	7
1.2. Estructura de la tesis .....	8
<b>2. Propagación en guías de onda</b>	<b>10</b>
2.1. Efectos dispersivos en la propagación. ....	10
2.1.1. La ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE) .....	12
2.2. Efectos no lineales en la propagación .....	14
2.2.1. Automodulación de fase .....	15
2.2.2. Mezclado de cuatro ondas espontáneo .....	17
<b>3. Automodulación de fase en guías de onda de canal con nanopartículas metálicas</b>	<b>21</b>
3.1. Guías de canal .....	21
3.1.1. Fabricación .....	21
3.1.2. Caracterización .....	23
3.1.2.1. Estudio del fenómeno de automodulación de fase .....	26
<b>4. Estudio de procesos paramétricos en guías de onda de canal</b>	<b>35</b>
4.1. Propiedades de empatamiento de fases para el proceso de SFWM en guías de onda con nanopartículas de plata .....	35
<b>5. Generación de parejas de fotones en fibras microestructuradas</b>	<b>40</b>
5.1. SPM en fibra microestructurada .....	41
5.2. SFWM en fibra microestructurada .....	43
<b>6. Conclusiones</b>	<b>49</b>
<b>Literatura Citada</b>	<b>52</b>

## Lista de figuras

Figura	Página
1. Diagrama del proceso de mezclado de cuatro ondas. . . . .	6
2. Simulación de un pulso antes y después de ser propagado por una guía de onda y experimentar SPM. . . . .	17
3. Esquema de la conservación de la energía y momento en el proceso de mezclado de cuatro ondas. . . . .	18
4. Diagrama con dimensiones de las guías de onda de canal compuestas de nanopartículas de Ag embebidas en $SiO_2$ . . . . .	22
5. Diagrama simplificado del proceso de fabricación de guías de onda usando el método de multi-implantación iónica. . . . .	22
6. Espectro de absorción de una guía de onda planar fabricada por multi-implantación de iones. La muestra presenta una LSPR en $358\text{ nm}$ . . . . .	24
7. Estimación del perfil de índice de refracción para la guía de onda obtenido a partir de los índices efectivos medidos y la distribución de iones implantados. . . . .	26
8. Simulación de los modos soportados por una guía de onda de canal de $10 \times 2\ \mu m^2$ . a) el modo fundamental y b) el 5to modo excitado, que es el modo de orden mayor soportado . . . . .	27
9. Foto de un modo de orden superior a la salida de una guía de onda de canal de $10 \times 2\ \mu m^2$ . . . . .	27
10. Arreglo experimental implementado para observar la automodulación de fases de pulsos de femtosegundos a la salida de las guías de onda con nanopartículas de Ag. . . . .	28
11. Curva de dispersión calculada usando la paquetería Mode Solutions de Lumerical para una guía de onda de dimensiones $10 \times 2\ \mu m^2$ . . . . .	29
12. Simulación de un pulso a la entrada de una guía de onda de nanopartículas de Ag en $SiO_2$ de $10 \times 2\ \mu m^2$ y a la salida de esta. . . . .	30
13. Resultado de ensanchamiento del espectro de un pulso de luz al propagarse por $8\text{ mm}$ en una guía de onda de ancho de $10\ \mu m$ . . . . .	31
14. Resultado de ensanchamiento del espectro de un pulso de luz al propagarse por $8\text{ mm}$ en una guía de onda de ancho de a) $15\ \mu m$ y b) $20\ \mu m$ . . . . .	31
15. Simulación de un pulso a la entrada de una guía de onda de nanopartículas de Ag en $SiO_2$ de $10 \times 2\ \mu m^2$ y a la salida de esta para el modo fundamental y los primeros 4 modos excitados de orden superior (cada modo en un color diferente). . . . .	32
16. Fotografías de las guías de onda tomadas con un microscopio óptico para identificar defectos a) en la sección transversal y b) y c) a lo largo de la dirección de propagación en estas. . . . .	33
17. Empatamiento de fases calculado a partir de la dispersión de una guía de onda de dimensiones $10 \times 2\ \mu m^2$ . . . . .	37

## Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
18. Diagrama de la geometría propuesta para una guía de onda escalonada, creada por multi-implantación de iones, de dimensiones de $6 \times 1 \mu m$ y un contraste dieléctrico de $\Delta n = 0.05$ con respecto a la matriz de sílice. . . . .	38
19. Empatamiento de fases calculado a partir de la dispersión de una guía de onda con geometría escalonada, creada por multi-implantación de iones, de dimensiones de $6 \times 1 \mu m$ y un contraste dieléctrico de $\Delta n = 0.05$ con respecto a la matriz de sílice. . . . .	39
20. Micrografía ejemplo de una fibra de cristal fotónico . . . . .	40
21. Sección transversal de fibra CIO-b. . . . .	41
22. Diagrama experimental para ver SPM en la fibra microestructurada CIO-b. La curva del espectro del láser fue tomada al pasar por varios filtros atenuadores para evitar la saturación del espectrómetro usado. . . . .	42
23. Resultado de medir el espectro a la entrada y a la salida de la fibra CIO-b variando la potencia acoplada a esta. . . . .	43
24. Fotografía de un defecto de fabricación (encerrado en rojo) en la fibra microestructurada CIO-b. . . . .	44
25. Imagen de la sección transversal de la fibra NL-1.8-730 de Thorlabs. Imagen obtenida de Thorlabs (2018) . . . . .	44
26. Diagrama de empatamiento de fases para una dispersión aproximada calculada a partir del modelo de índice escalonado. . . . .	45
27. Diagrama experimental usado para observar SFWM por la interacción del haz láser de pulsos cortos con una fibra microestructurada. . . . .	46
28. Espectros de SFWM medidos con la CCD iStar bombeando con a)709 nm y b)720 nm. . . . .	46
29. Espectros de SFWM medidos con la CCD iStar bombeando a 709 nm, 715 nm y 721 nm. . . . .	47
30. Longitudes de onda generadas por SFWM medidos (azul claro). Las longitudes de onda acompañantes calculadas por conservación de energía (naranja). Diagrama de empatamiento de fases calculado a partir de los valores para el radio de la fibra y su fracción de llenado que explican las mediciones experimentales. . . . .	48

# Lista de tablas

Tabla

Página

## Capítulo 1. Introducción

---

Recientemente, se ha mostrado un gran interés en estudiar el comportamiento de la luz al propagarse en medios no lineales con dispersión cromática, esto por su potencial aplicación en sistemas de tratamiento óptico de la información (Bloembergen, 2000). Aún más, el estudio de la óptica no lineal específicamente en guías de onda embebidas en dieléctricos ha sido fuente de un significativo interés en vista de implementar aplicaciones como interconexiones ópticas, dispositivos de conmutación e incluso fuentes de fotones para sistemas de procesamiento cuántico de información, por las ventajas que presentan, como lo es poder prevenir que las propiedades del material se vean modificadas por variables externas como el ambiente o esfuerzos a los que se pueda ver sometido. Además, la susceptibilidad no lineal del sustrato se verá modificada en función de variables propias del nano-composito, como son los materiales del nano-composito, el tamaño, forma, densidad y distribución espacial de estos (Rangel-Rojo *et al.*, 2009). Las aplicaciones requieren dispositivos en forma de guías de onda para lograr un grado de integración para compatibilidad con sistemas de información con fibra óptica. Las posibles aplicaciones requieren materiales con respuesta no lineal alta de manera que se requiera poca energía para producir los efectos que se quieren observar. Por otro lado, se requiere un tiempo de respuesta ultracorto para poder operar los dispositivos a altas tasas de repetición, por ejemplo en aplicaciones como multiplexación por división del tiempo óptico (OTDM, por sus siglas en inglés), que es una técnica donde varias señales ópticas se combinan, se transmiten juntas y finalmente se separan de nuevo basándose en diferentes tiempos de llegada (Tucker *et al.*, 1988).

En general, los medios guiados presentan grandes ventajas en la utilización de dichos efectos en las aplicaciones mencionadas. Se han estudiado las propiedades no lineales en diversos materiales. La búsqueda de materiales con características adecuadas para las aplicaciones que se requieren ha llevado al estudio de la respuesta no lineal de tercer orden en diversos medios. Dentro de los materiales que presentan un mayor potencial son los nanoestructurados, los cuales se definen como aquellos que en una o más de sus dimensiones está en el rango de nanómetros. Estos materiales tienen como característica principal la posibilidad del diseño ad-hoc de sus propiedades ópticas partir de diferentes geometrías y dimensiones. Cuando estos materiales están en un medio o sustrato se les conoce como nano-compositos (Sánchez Esquivel, 2017). Además, en años recientes los compositos basados en nanopartículas de diferentes materiales han atraído la atención por sus propiedades ópticas no lineales (Kreibig y Vollmer, 1995). Específicamente, nanopartículas metálicas embebidas en matrices dieléctricas resultan de particular interés por la

mejora de la respuesta no lineal de tercer orden asociada a las características de absorción de la resonancia del plasmón de superficie (LSPR, por sus siglas en inglés) (Stepanov, 2011). Un aspecto importante de estos materiales consiste en la posibilidad de modificar la respuesta no lineal del medio efectivo a través de la manipulación de su composición, densidad, forma y el posicionamiento de las nanopartículas (Rangel-Rojo *et al.*, 2009).

Otro tipo de guías de onda que resultan útiles para la observación de efectos no lineales, específicamente de tercer orden, son las fibras ópticas microestructuradas. Estas fibras se caracterizan por tener un núcleo de sílice sólido, rodeado por una cubierta micro-estructurada formada por un arreglo periódico de huecos de aire que corre a lo largo de la fibra (Genty *et al.*, 2002). Los huecos de aire disminuyen el índice de refracción de la cubierta y, por lo tanto, la luz es guiada al interior de la fibra por el principio de reflexión total interna (Birks *et al.*, 1997). Las fibras microestructuradas ofrecen diversas ventajas para observar efectos no lineales sobre las fibras ópticas convencionales utilizadas en telecomunicaciones, ya que su coeficiente no lineal ( $\gamma$ ) puede ser dos o tres veces mayor que estas últimas; además, la longitud de onda de cero dispersión puede ser movida en un cierto rango (Licea Rodríguez, 2008).

La óptica no lineal es el estudio de los fenómenos que ocurren como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas de un material por la presencia de luz intensa. Típicamente, sólo luz producida por láser es suficientemente intensa para modificar las propiedades ópticas de un material. Los fenómenos ópticos son no lineales en el sentido de que ocurren cuando la respuesta de un material a un campo óptico aplicado depende no linealmente de la magnitud del campo electromagnético. Para describir más precisamente en qué consiste la no linealidad óptica, consideremos cómo el momento dipolar por unidad de volumen, o polarización  $P(t)$  de un material depende de la magnitud  $E(t)$  de un campo óptico aplicado. Para campos de baja intensidad se considera que la polarización inducida depende linealmente de la magnitud del campo eléctrico, es decir:

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t), \quad (1)$$

donde  $\chi^{(1)}$  es la susceptibilidad lineal y  $\epsilon_0$  es la permitividad en el espacio libre. En óptica no lineal, la respuesta de un medio a la acción de un campo puede ser descrita al generalizar la ecuación (1), expresando  $P(t)$  como una serie de potencias en  $E(t)$ . Además, considerando que la polarización a un tiempo  $t$  depende sólo del valor instantáneo de la fuerza del campo eléctrico y que  $P(\vec{r}, t)$

es proporcional a  $E(\vec{r}, t)$ , lo que implica que el medio debe ser libre de pérdidas y dispersión. La respuesta óptica no lineal en este caso puede ser descrita como:

$$P(t) = \epsilon_0[\chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t) + \dots] = P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots, \quad (2)$$

donde a  $\chi^{(n)}$ , con  $n \geq 2$ , se le conoce como la susceptibilidad óptica no lineal de orden  $n$  y es un tensor complejo de rango  $n + 1$  (Boyd, 2008).

Existen diferentes procesos físicos producidos por la respuesta no lineal o polarización a distintos órdenes. Un efecto derivado de la susceptibilidad no lineal de segundo orden  $\chi^{(2)}$  es la generación del segundo armónico, donde se genera un campo eléctrico de frecuencia  $2\omega$  a partir de la interacción de un campo de frecuencia  $\omega$  en un material que posee  $\chi^{(2)}$  diferente de cero. Dada la naturaleza tensorial de  $\chi^{(2)}$ , las interacciones ópticas no lineales de segundo orden pueden ocurrir sólo en cristales no centrosimétricos (cristales que no muestran inversión de simetría); los líquidos, gases y sólidos amorfos (como el vidrio) muestran inversión de simetría, por lo que  $\chi^{(2)}$  es idénticamente igual a cero en estos medios, y en consecuencia tales materiales no pueden producir efectos de segundo orden. Por otro lado, las interacciones ópticas no lineales de tercer orden (las descritas por la susceptibilidad  $\chi^{(3)}$ ) pueden ocurrir tanto en medios centrosimétricos como no centrosimétricos. El efecto no lineal de menor orden en guías de onda, que en general muestran inversión de simetría, entonces, se origina en la susceptibilidad de tercer orden,  $\chi^{(3)}$ , la cual es responsable de fenómenos como la generación del tercer armónico, mezclado de cuatro ondas espontáneo (SFWM, por sus siglas en inglés), absorción no lineal y refracción no lineal, entre otros. (Agrawal, 2012).

En este trabajo se estudian principalmente fenómenos derivados de la susceptibilidad no lineal de tercer orden en medios centrosimétricos. La susceptibilidad no lineal  $\chi^{(3)}$  es una cantidad tensorial compleja tal que  $\chi^{(3)} = Re\{\chi^{(3)}\} + iIm\{\chi^{(3)}\}$ , donde la parte real está relacionada con cambios en el índice de refracción del material, mientras que la parte imaginaria representa efectos de absorción no lineal (Boyd, 2008).

La eficiencia de los procesos ópticos no lineales será determinada por la susceptibilidad no lineal del medio y el parámetro de desempatamiento de fases, expresado como  $\Delta k$ . Para que la eficiencia de conversión de energía sea óptima, se debe cumplir que este parámetro sea cero. Este parámetro se formula como la relación lineal entre los vectores de onda de los componentes de frecuencia involucrados en el proceso no lineal. Los procesos no lineales que se derivan de

la interacción de luz intensa con un medio pueden deberse, por ejemplo, a la respuesta no lineal instantánea de los materiales, en los cuales no se transfiere energía del campo electromagnético al medio. Por otro lado, existen efectos no lineales que pueden derivarse de la respuesta no lineal lenta de tal manera que una cantidad de energía del campo sea transferida al medio. Los efectos no lineales 'lentos' tienen que ver con la población de estados excitados, o excitación de vibraciones que llevan a cambios de temperatura. La refracción no lineal se origina de la respuesta no lineal instantánea (Garay-Palmett, 2009).

La refracción no lineal es un fenómeno que se refiere a la dependencia del índice de refracción con la intensidad  $n(I)$ , la cual se puede escribir como:

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (3)$$

donde  $n_0$  es el índice de refracción lineal, usado para describir fenómenos que involucran bajas irradiancias y  $n_2$  el índice de refracción no lineal, que se relaciona con la susceptibilidad no lineal de tercer orden de la siguiente manera (Boyd, 2008):

$$n_2 = \frac{3\text{Re}[\chi^{(3)}]}{4\epsilon_0 c n_0^2}, \quad (4)$$

con  $\epsilon_0$  la permitividad eléctrica del vacío. Este fenómeno puede manifestarse o explotarse de diferentes formas dependiendo de cómo se module la intensidad: una modulación espacial gaussiana corresponde al fenómeno de auto-enfocamiento, mientras que una modulación espacial periódica corresponde al fenómeno de auto-difracción o conjugación de fase. Una modulación temporal corresponde al fenómeno de automodulación de fase (SPM, por sus siglas en inglés), que resulta de particular interés en el estudio de propagación de pulsos ultracortos (Boyd, 2008). En este último caso, para un pulso ultracorto, la dependencia del índice de refracción con la intensidad implica que el índice de refracción depende también del tiempo, dado que  $I = I(t)$  y por tanto  $n = n(t)$ . Debido a que el índice de refracción aparece en la fase de la onda del pulso corto, la fase del campo es dependiente del tiempo. La modulación temporal de la fase de la onda producida por la refracción no lineal da origen a una modulación temporal de la frecuencia óptica del pulso y a la generación de nuevas componentes espectrales, resultando en un ensanchamiento espectral del pulso que se propaga. Este ensanchamiento puede llegar a cubrir todo el espectro visible bajo ciertas condiciones; a este fenómeno se le denomina generación del supercontinuo. Puede suce-

der también que, si dos o más campos se propagan en una guía de onda, el índice de refracción que ve uno de los campos depende no sólo de su intensidad, sino también de la de los demás campos que se están propagando simultáneamente; a este efecto se le conoce como modulación de fase cruzada (Agrawal, 2012).

Existen otros procesos no lineales que pueden estar presentes cuando se propaga un pulso ultracorto en una guía de onda; uno es el fenómeno conocido en inglés como Self-Steeptening (SS, por sus siglas), el cual resulta de la dependencia de la velocidad de grupo (velocidad a la que se mueve el pulso) con la intensidad, de forma que cada punto de un pulso ultracorto en el espacio del tiempo se mueve a lo largo de una línea recta cuya pendiente es dependiente de la intensidad. En general, este efecto lleva a una distorsión o asimetría en el pulso ensanchado por SPM. Un fenómeno que también se vuelve importante en la propagación de pulsos ultracortos en guías de onda es el esparcimiento Raman intrapulso. El esparcimiento Raman intrapulso puede introducir un desplazamiento en la frecuencia en el espectro del pulso hacia longitudes de onda mayores. Físicamente hablando, el esparcimiento Raman desplaza la frecuencia portadora a la que está centrada el pulso, lo que causa un desplazamiento del pulso en el dominio del tiempo por cambios en la velocidad de grupo debido a la dispersión de la guía de onda. SPM y otros efectos no lineales, tales como el esparcimiento Raman intrapulso y SS o mezclado de cuatro ondas espontáneo (SFWM, por sus siglas en inglés) pueden ocurrir dentro de una guía de onda y producir un ensanchamiento del espectro de más de 100 THz. A este ensanchamiento tan extremo en espectro se le llama generación del supercontinuo (Agrawal, 2012).

Otro efecto derivado de la susceptibilidad eléctrica no lineal de tercer orden es el mezclado de cuatro ondas espontáneo, el cual se origina de la respuesta no lineal instantánea (asociada a los electrones ligados de un material) y es un proceso paramétrico, es decir que no existe transferencia de energía al medio. El caso más general de un proceso paramétrico de tercer orden involucra la interacción entre cuatro ondas ópticas, de lo cual se deriva el nombre mezclado de cuatro ondas. SFWM ocurre cuando dos fotones con frecuencias  $\omega_1$  y  $\omega_2$ , provenientes de una o más ondas se aniquilan y simultáneamente se crea un par de fotones con frecuencias  $\omega_s$  y  $\omega_i$  debido a fluctuaciones del vacío, de tal manera que la energía y el momento se conservan durante la interacción, como se puede observar en el diagrama en la Figura 3 (Garay-Palmett, 2009).

En este trabajo se hace uso de láseres que emiten pulsos de luz ultracortos, los que se generan comúnmente con láseres de Titanio-Zafiro a través de la técnica de amarre de modos. La duración de estos pulsos puede ir desde los picosegundos hasta las decenas de femtosegundos,

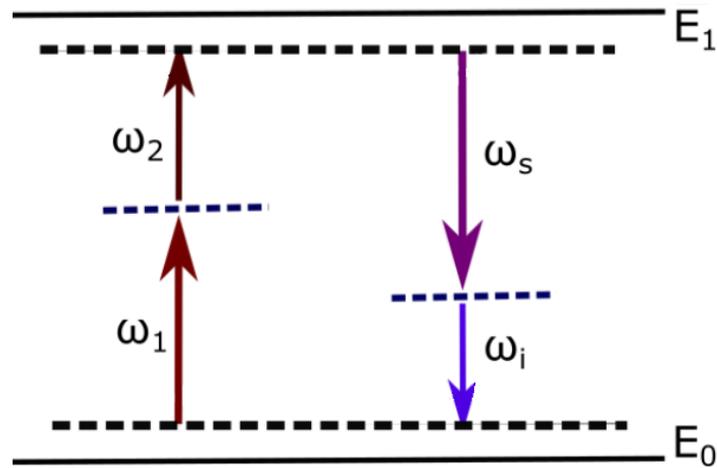


Figura 1: Diagrama del proceso de mezclado de cuatro ondas.

de forma que se logra concentrar la energía de un haz de luz en un intervalo muy corto de tiempo, y como consecuencia de esto se tiene una potencia pico del pulso muy alta, aún para energías relativamente bajas (Diels y Rudolph, 2006). Este tipo de láseres se pueden usar para estudiar fenómenos que suceden a escalas de tiempo cortas, del orden de la duración de los pulsos emitidos, lo cual los hace muy útiles en este trabajo, además de facilitar el estudio de fenómenos no lineales debido a las altas potencias pico de los pulsos.

Un aspecto fundamental en el estudio de la propagación tanto lineal como no lineal de pulsos cortos y ultracortos es la dispersión cromática de los medios,  $n = n(\omega)$ , la cual, en el caso de la propagación de pulsos, contribuye a su ensanchamiento temporal. En guías de onda, la geometría de estas y la estructura de los modos de propagación contribuyen a lo que se conoce como dispersión de guía, y la longitud de onda central del pulso que incide en el medio guiado es responsable del fenómeno conocido como dispersión modal. Ambos fenómenos son en gran parte responsables de las propiedades lineales de propagación de la luz en el medio (Agrawal, 2012).

En el caso de implantación de iones, el daño causado por las colisiones nucleares que ocurren durante la implantación causan un daño nuclear que cambia la densidad física del sustrato. Este proceso de daño nuclear puede introducir un cambio en el índice de refracción que dependerá de los efectos de ionización y difusión. Se ha demostrado que vidrio con iones pesados como Ag y Cu implantados llevan a un incremento en el índice de refracción que actúa como el núcleo de una guía de onda por el proceso de daño nuclear (Márquez Becerra *et al.*, 2017). Por esto, en este trabajo se usan guías basadas en nanocompositos que contienen nanopartículas metálicas, específicamente de plata (Ag). El reforzamiento de la irradiancia producida por el confinamiento

del campo electromagnético en una guía de onda de canal asociado con longitudes de interacción en el rango de varios milímetros a pocos centímetros, permite observar efectos no lineales con energías de entrada considerablemente pequeñas (Márquez Becerra *et al.*, 2017). Una posible aplicación de materiales como las nanopartículas metálicas es en sistemas de procesamiento de señal que requieran interruptores u otros dispositivos fotónicos en forma de guía de onda que sirvan, por ejemplo, como conmutadores de señal (Olsson y Blumenthal, 2001). También pueden utilizarse para la generación de parejas de fotones con propiedades de entrelazamiento sobre diseño. Entonces, es importante producir dispositivos de guiado de onda eficientes. Existen varias técnicas para producir materiales nanoestructurados. Entre ellas está la implantación selectiva de iones, la cual ha probado ser una técnica que permite controlar las propiedades de nanopartículas embebidas en vidrio (Can-Uc *et al.*, 2015).

Otro medio guiado que se usa en este trabajo son las fibras ópticas microestructuradas. En estas fibras el tamaño del modo es pequeño, por lo cual es posible mantener un alto confinamiento del campo propagado (Broderick *et al.*, 1999). Los efectos no lineales como SPM, SFWM, esparcimiento Raman intrapulso, Self-Steepening, entre otros, se pueden presentar también en este tipo de fibras.

En el grupo de investigación liderado por el doctor Raúl Rangel se han estudiado extensivamente las propiedades no lineales de materiales nanoestructurados producidos por implantación de iones (Sánchez Esquivel, 2017) (Can-Uc *et al.*, 2015). También se ha trabajado para producir guías de onda basadas en estos materiales. La técnica de multi-implantación de iones selectiva con mascarillas se ha usado con éxito para producir guías de onda de canal basadas en nanopartículas con buenas propiedades lineales (Can-Uc *et al.*, 2015).

## 1.1. Objetivos

En este trabajo se llevan a cabo estudios de diversos aspectos de la propagación de pulsos ultracortos en guías de onda. Además, se estudia la respuesta no lineal en estas con el fin de observar el fenómeno de automodulación de fase usando pulsos de femtosegundos. Se explora la posibilidad de observar el fenómeno de mezclado de cuatro ondas y su posible aplicación en la generación de parejas de fotones. Esto último requiere pulsos más largos, de picosegundos, para evitar efectos de SPM.

El objetivo general de este trabajo es el estudio teórico y experimental de los efectos ópticos no lineales en guías de onda.

**Objetivos particulares:**

- Modelar la dispersión cromática de las guías de onda de canal de nanopartículas metálicas y las fibras microestructuradas y estudiar las propiedades de empatamiento de fase para el proceso de SFWM, con el fin de identificar las regiones espectrales donde se espera ver las señales.
- Hacer un estudio teórico de la propagación en guías de onda de canal basadas en nanocompositos consistentes de nanopartículas metálicas embebidas en sílice, así como en fibras ópticas microestructuradas. Este estudio contempla el efecto simultáneo de la dispersión y los efectos no lineales sobre un pulso ultracorto que se propaga a través de las guías, para extraer los parámetros lineales y no lineales de las mismas. Este estudio es necesario para estimar lo que se espera en la fase experimental. Específicamente, se busca la manifestación de SPM y SFWM en pulsos ultracortos inducidos por las diferentes guías de onda usadas en este trabajo.
- Implementar un experimento para estudiar el efecto de automodulación de fase, observada como ensanchamiento espectral en las guías de onda de canal basadas en nanopartículas de Ag, así como para fibras ópticas microestructuradas.
- Implementar un experimento para el estudio de el fenómeno de mezclado de cuatro ondas y la posible generación de parejas de fotones correlacionados en guías de onda de canal y fibras ópticas microestructuradas.
- Modelar la dispersión de las diferentes guías de onda para determinar los modos de propagación que cada una soporta y estimar sus respectivas constantes de propagación.

**1.2. Estructura de la tesis**

La tesis está estructurada de la siguiente manera: En el capítulo 2 se introducen los fenómenos no lineales que se presentan en la propagación de luz intensa en forma de pulsos ultracortos en medios guiados. Se describe además la dinámica de propagación de pulsos ultracortos, a través de la solución numérica a la ecuación de Schrödinger no lineal (NLSE por sus siglas en inglés).

En el Capítulo 3 se describen las guías de onda de nanopartículas de Ag, así como el experimento implementado para observar el fenómeno de automodulación de fase junto a un análisis de los resultados.

En el Capítulo 4 se presenta un estudio teórico de procesos paramétricos en guías de onda de canal con nanopartículas de Ag. Se hace un estudio de los diagramas de empataamiento de fases para las guías de onda de canal. Finalmente, se describe una propuesta de un diseño de guía de onda fabricada por el mismo método que la muestra usada.

En el Capítulo 5 se estudian los efectos no lineales de SPM y SFWM en otro tipo de guías de onda: fibras microestructuradas. Se presentan los resultados de un experimento para observar SPM en una fibra microestructurada hecha en México, así como los resultados de un experimento para observar SFWM en una fibra microestructurada comercial.

En el Capítulo 6 se presentan las conclusiones y el trabajo a considerar en el futuro.

## Capítulo 2. Propagación en guías de onda

---

Cuando un campo electromagnético se propaga en una guía de onda habrán efectos lineales o dispersivos y no lineales que lo afecten. Los efectos no lineales que se puedan presentar gracias a esta interacción pueden resultar interesantes en vista de la implementación de aplicaciones como interconexiones ópticas, dispositivos de conmutación o sistemas de procesamiento cuántico de información. En este trabajo es de particular interés el efecto de automodulación de fase, el cual resulta de la dependencia del índice de refracción del medio con la intensidad del pulso y el mezclado de cuatro ondas espontáneo. La magnitud y la forma en que estos efectos puedan presentarse dependen fuertemente de la geometría de la guía de onda que se use. El fenómeno de SPM es responsable de la distribución temporal de las frecuencias contenidas en un pulso, lo que induce un ensanchamiento espectral del pulso propagado, que puede abarcar todo el espectro visible, a lo que se conoce como un supercontinuo (Diels y Rudolph, 2006). El fenómeno de SFWM lleva al desarrollo de fuentes de luz no-clásica, permitiendo la generación de parejas de fotones correlacionados que pueden tener características deseables para aplicaciones de procesamiento de información cuántica (Fiorentino *et al.*, 2002).

Las guías de onda con geometría cilíndrica (fibras ópticas) son el medio óptimo de transmisión de información a través de largas distancias en telecomunicaciones ópticas (Yariv, 1985). Hoy en día es de gran interés el diseño y fabricación de guías de onda o fibras en las que se manifiesten fenómenos no lineales como SPM y el supercontinuo, el cual puede usarse como fuente de ancho espectral muy amplio para aplicaciones en espectroscopía, telecomunicaciones y en dispositivos de conmutación óptica de señales (Wadsworth *et al.*, 2002).

En este capítulo se describen los fenómenos de SPM y SFWM, así como las propiedades de la evolución de pulsos que se propagan a través de guías de onda, los cuales experimentarán la acción simultánea de los efectos no lineales y de la dispersión (Agrawal, 2012).

### 2.1. Efectos dispersivos en la propagación.

La dispersión en una fibra o guía de onda juega un papel crítico en la propagación de pulsos ópticos cortos, pues diferentes componentes espectrales asociados al pulso viajan a velocidades diferentes dadas por  $c/n(\omega)$ . En el régimen no lineal, la combinación de dispersión y no linealidad

puede resultar en un comportamiento diferente. Matemáticamente, los efectos de dispersión de una guía de onda se expresan por la expansión de la constante de propagación  $\beta$  en una serie de Taylor alrededor de la frecuencia  $\omega_0$ , en la cual está centrada el espectro del pulso:

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (5)$$

donde  $\beta_m$  está definida como:

$$\beta_m = \left( \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}. \quad (6)$$

$\beta_1$  está relacionado con la velocidad de grupo de forma que  $\nu_g = 1/\beta_1$ , mientras que los efectos de dispersión de velocidad de grupo (GVD) son gobernados por  $\beta_2$ , llamada la dispersión de segundo orden.

En vez de la derivada con respecto a la frecuencia, en guías de onda y fibras ópticas se usa comúnmente el coeficiente de dispersión  $D$ , expresado como la derivada de  $\beta_1$  respecto a la longitud de onda de la forma siguiente:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad (7)$$

Los términos  $\beta_m$  con  $m > 2$  representan términos de dispersión de orden mayor.

Es útil definir algunas escalas de longitud en las cuales los efectos no lineales o dispersivos empiezan a ser importantes, como la longitud de dispersión  $L_D = T_0^2/|\beta_2|$  y la longitud no lineal  $L_{NL} = 1/\gamma P_0$ , donde  $P_0$  es la potencia pico del pulso y  $T_0$  la duración del pulso, asimismo  $\gamma$  está definida de la siguiente forma:

$$\gamma(\omega) = \frac{3\text{Re}[\chi^{(3)}]_{\omega_0}}{4\epsilon_0 n_0^2 c^2 A_{eff}} = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}, \quad (8)$$

donde  $A_{eff}$  es el área efectiva del modo guiado, y se define como:

$$A_{eff} = \frac{(\int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy}, \quad (9)$$

la cual depende de la potencia pico de cada uno de los bombeos pulsados, así como de  $F(x, y)$ , que es la distribución transversal del modo dentro del núcleo del medio guiado (Agrawal, 2012).

Al hablar de efectos dispersivos es importante notar las dos diferentes contribuciones de la guía de onda sobre la luz propagándose en ella. Se tiene la dispersión material, que está relacionada con la dependencia del índice de refracción con la frecuencia,  $n(\omega)$ . Por otro lado, se tiene la dispersión modal, la cual ocasiona que el índice efectivo que ve cada modo guiado sea un poco menor que el índice de refracción del material del núcleo, debido a que cada modo para cada longitud de onda sigue un camino óptico distinto. Esto resulta en una contribución de la guía de onda que debe ser añadida a la contribución del material para obtener la dispersión total.

A la longitud de onda a la cual  $D = 0$  se le denomina longitud de onda de cero dispersión y se denota por  $\lambda_{ZD}$ . Generalmente, la contribución de la guía de onda a  $\beta_2$  es relativamente pequeña, excepto cerca de la zona de cero dispersión. El efecto principal de la contribución de la guía de onda es desplazar  $\lambda_{ZD}$  hacia longitudes de onda menores. Una característica interesante de la dispersión de guía de onda es que su contribución a  $\beta_2$  depende de los parámetros de diseño de la fibra o guía, tales como su radio o dimensión transversal y la diferencia de índices entre el núcleo y el revestimiento. Para longitudes de onda  $\lambda < \lambda_{ZD}$ , la guía de onda exhibe dispersión normal ( $\beta_2 > 0$ ). En el régimen de dispersión normal las componentes de frecuencias más altas de un pulso óptico viajan más lento que las de frecuencia menor del mismo pulso. Lo opuesto ocurre en el régimen de dispersión anómala, donde  $\beta_2 < 0$ . El régimen de dispersión anómala es de interés para el estudio de efectos no lineales porque en este las fibras ópticas soportan solitones a través de un balance entre los fenómenos dispersivos y los no lineales (Agrawal, 2012).

### 2.1.1. La ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE)

El estudio de la mayoría de los efectos no lineales en guías de onda involucra, en general, el uso de pulsos cortos que van desde los  $10ns$  hasta los  $10fs$ . Cuando estos pulsos cortos se propagan dentro de una guía de onda, la influencia de los efectos no lineales y dispersivos en la forma y

el espectro del pulso se vuelve considerable. Partiendo de las ecuaciones de Maxwell es posible obtener la ecuación de onda. Para poder resolver esta ecuación se deben hacer varias suposiciones que ayuden a simplificarla, por ejemplo, considerar la polarización no lineal  $P_{NL}$  como una pequeña perturbación a la polarización lineal  $P_L$ , lo cual es justificable, pues los efectos no lineales son relativamente débiles en guías de onda basadas en sílice. Además, se debe suponer que el campo óptico mantiene su polarización a través de la guía de onda, para poder usar una aproximación escalar. Este no es el caso realmente, a menos que se usen guías ópticas que mantengan la polarización, pero la aproximación funciona bien en la práctica (Agrawal, 2012). Se usa además una constante de normalización a la cual llamaremos  $A(\omega)$ . Se considera un pulso de forma:

$$E(z, t) = A(z, t) \exp[i\beta z - \omega_0 t]. \quad (10)$$

Tomando esto en cuenta, es posible, después de algo de álgebra, obtener la NLSE, llamada así porque tiene una forma análoga a la ecuación de Schrödinger cuántica: (Agrawal, 2012):

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{2} \left( \alpha(\omega_0) + i\alpha_1 \frac{\partial}{\partial t} \right) A(z, t) - i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n \beta_n}{n!} \frac{\partial^n A(z, t)}{\partial t^n} = \\ i \left( \gamma(\omega_0) + i\gamma_1 \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( A(z, t) \int_0^{\infty} R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right). \end{aligned} \quad (11)$$

La respuesta no lineal  $R(t)$  debe incluir las contribuciones electrónica y nuclear. Asumiendo que la contribución electrónica es casi instantánea, la forma funcional de  $R(t)$  puede escribirse como  $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$ , donde  $f_R$  representa la contribución fraccional de la respuesta Raman a la polarización no lineal  $P_{NL}$ . La forma de la función de la respuesta Raman  $h_R(t)$  está dada por las vibraciones de las moléculas del material inducidas por el campo óptico. Es importante notar que el uso de  $\gamma_1$  en la ecuación anterior incluye la dependencia en frecuencia de  $n_2$  y  $A_{eff}$ . Esta ecuación, en general, debe ser resuelta numéricamente a menos que se hagan algunas simplificaciones.

En la NLSE se consideran los efectos de dispersión, no linealidad y absorción. En este caso,  $A$  representa la envolvente del pulso que se propaga en la guía de onda,  $\alpha$  representa las pérdidas por absorción lineal de la guía,  $\omega_0$  es la frecuencia portadora o central del pulso,  $\beta_n$  es la constante

de propagación de orden  $n$ ;  $\gamma$  se conoce como el coeficiente no lineal y se define como se observa en la ecuación 8. Además,  $\gamma_1 = \frac{d\gamma}{d\omega}$  y  $\alpha_1 = \frac{d\alpha}{d\omega}$ , ambas evaluadas en  $\omega = \omega_0$ .

La ecuación anterior gobierna la evolución de pulsos ultracortos en fibras ópticas. Sin embargo, para pulsos que contienen varios ciclos ópticos es posible simplificar la ecuación 11 considerablemente, pues se puede aproximar  $\alpha_1 = 0$  y  $\gamma_1 = \gamma/\omega_0$ , y usar la expansión en series de Taylor  $|A(z, t - t')|^2 \approx |A(z, t)|^2 - t' \partial_{\partial t} |A(z, t)|^2$ . Esta aproximación es razonable si la envolvente del pulso evoluciona lentamente a lo largo de la fibra. Si además se toma en cuenta sólo la contribución de la constante de propagación  $\beta$  hasta el tercer orden, es posible simplificar la ecuación 11 hasta obtener (Agrawal, 2012):

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{i\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left( |A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right), \quad (12)$$

donde se ha definido  $T_R$  como:

$$T_R = \int_0^\infty t_1 R(t_1) dt_1, \quad (13)$$

con  $R(t_1)$  la respuesta no lineal de la guía de onda y donde se usó un marco de referencia que se mueve con el pulso a la velocidad de grupo  $\nu_g$  al hacer la transformación  $T = t - z/\nu_g = t - \beta_1 z$ . Además, un término de segundo orden que involucra la tasa  $T_R/\omega_0$  fue despreciada por su pequeñez.

Los términos de la izquierda en la ecuación 12 describen las características lineales en la propagación del pulso a través de la guía: pérdidas lineales, dispersión de velocidad de grupo (GVD por sus siglas en inglés),  $\beta_2$ , y la dispersión de tercer orden (TOD por sus siglas en inglés,  $\beta_3$ ). Los términos a la derecha corresponden a los efectos no lineales: SPM, self-steepening y el esparcimiento Raman intrapulso, respectivamente. Esta ecuación puede ser resuelta numéricamente usando el método de Split Step Fourier (Agrawal, 2012), y se pueden tomar en cuenta cuantos términos de la constante de propagación se requieran.

## 2.2. Efectos no lineales en la propagación

Los efectos no lineales que se manifiestan en la propagación de luz intensa en un medio guiado, pueden explicarse partiendo de la ecuación de la expansión en series de la polarización, la cual

representa el caso de un campo electromagnético intenso que interactúa con un medio:

$$P(t) = \epsilon_0[\chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t) + \dots] = P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots \quad (14)$$

Se pueden observar en la ecuación anterior las contribuciones de las susceptibilidades eléctricas de segundo y tercer orden; sin embargo, esta expansión puede hacerse hasta el orden del fenómeno no lineal que se quiera estudiar. En este trabajo se estudiarán los efectos relacionados con la susceptibilidad eléctrica de tercer orden,  $\chi^{(3)}$ .

Recordamos que, en su forma más simple, el índice de refracción se puede escribir como:

$$n(I, \omega) = n_0(\omega) + n_2I, \quad (15)$$

donde  $n_0(\omega)$  es el índice de refracción lineal,  $I$  es la intensidad asociada al campo electromagnético  $E$ , y  $n_2$  es el índice de refracción no lineal relacionado con la parte real de la susceptibilidad  $\chi^{(3)}$  de la siguiente manera:

$$n_2 = \frac{3}{2n_0^2\epsilon_0c}\chi^{(3)}, \quad (16)$$

donde  $\epsilon_0$  es la permitividad del vacío y  $c$  es la velocidad de la luz.

A partir de estas ecuaciones, se pueden explicar los diferentes efectos no lineales en guías de onda. En este trabajo nos interesan dos efectos no lineales principalmente: SPM y SFWM, los cuales se describen a continuación.

### 2.2.1. Automodulación de fase

La automodulación de fase es un fenómeno no lineal de tercer orden derivado de la refracción no lineal y se refiere a la dependencia del índice de refracción no lineal con la irradiancia de un pulso que se propaga en el medio, en este caso, en una guía de onda. Cuantitativamente, se tiene que para el caso en que las variaciones transversales del campo electromagnético no son

importantes, el campo  $E(z, t)$  se puede escribir como (Diels y Rudolph, 2006):

$$E(z, t) = A(t)\exp[i(kz - \omega_0 t)] = A(t)\exp[i(\frac{n\omega_0 z}{c} - \omega_0 t)], \quad (17)$$

donde  $\omega_0$  es la frecuencia portadora,  $A(t)$  es la envolvente del pulso y hemos usado la relación de dispersión en el vacío  $k_0 = \omega_0/c$ . Escribiendo explícitamente al índice de refracción (ver ec. 15) y utilizando el número de onda en el vacío, tenemos entonces que la fase es:

$$\phi(z, t) = \phi(0) + n_0 k_0 z + n_2 k_0 I(t)z - \omega_0 t. \quad (18)$$

El término  $n_2 k_0 I(t)z$  representa una modulación temporal de la fase. Para una onda con modulación temporal, la fase de la onda ya no es lineal con  $t$ , por lo que la onda ya no oscila sólo a la frecuencia portadora  $\omega_0$  y es preciso definir una frecuencia instantánea  $\omega(t)$ . Esta frecuencia instantánea está dada por:

$$\omega(t) = -\frac{\partial \phi(t)}{\partial t}. \quad (19)$$

Para el caso de SPM y considerando un medio sin el efecto de dispersión, se tiene que:

$$\omega(t) = \omega_0 - n_2 k_0 z \frac{dI}{dt}. \quad (20)$$

La frecuencia instantánea es función de la derivada temporal de la irradiancia, por lo que será función tanto de la duración del pulso, así como de la forma de este, de forma que el proceso de SPM produce un corrimiento temporal de frecuencias, lo que a su vez genera un ensanchamiento espectral, el cual será función de la irradiancia pico (Licea Rodríguez, 2008). Entre otras cosas, SPM es responsable del ensanchamiento del espectro de pulsos ultra cortos y la formación de solitones ópticos en el régimen de dispersión anómala en fibras o guías de onda (Agrawal, 2012). En la Figura 2 se puede observar el espectro normalizado a 1 de un pulso de duración de 2 ps y potencia pico de 50  $\mu W$  a la entrada y a la salida de una guía de onda de canal con longitud de propagación de 1 cm, con dimensiones transversales de 10  $\mu m \times 2 \mu m^2$  después de haber experimentado SPM.

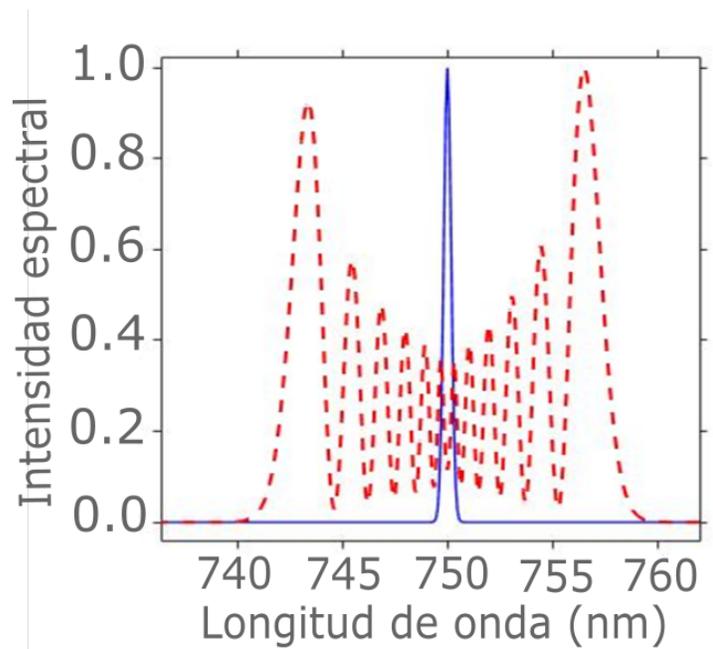


Figura 2: Simulación de un pulso antes y después de ser propagado por una guía de onda y experimentar SPM.

### 2.2.2. Mezclado de cuatro ondas espontáneo

La mezcla de cuatro ondas espontánea consiste en la aniquilación de dos fotones de frecuencias  $\omega_1$  y  $\omega_2$  y la creación simultánea de dos fotones de frecuencias  $\omega_s$  y  $\omega_i$ , a los que llamamos fotones señal y acompañante, respectivamente, debido a las fluctuaciones del vacío. Siendo un proceso paramétrico, se debe conservar la energía, lo que implica la siguiente relación entre las frecuencias de los fotones involucrados en el proceso:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_s + \omega_i. \quad (21)$$

En general, los cuatro campos interaccionando a través de SFWM pueden estar en modos espectrales distintos, a lo que se le denomina caso no degenerado, pero también puede darse el caso degenerado en el que  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_p$ . Lo mismo sucede para los fotones señal y acompañante, donde se puede tener que  $\omega_s = \omega_i = \omega$ , o el caso no degenerado donde  $\omega_s$  no es igual a  $\omega_i$ .

La eficiencia de conversión de fotones de bombeo en fotones señal y acompañante está direc-

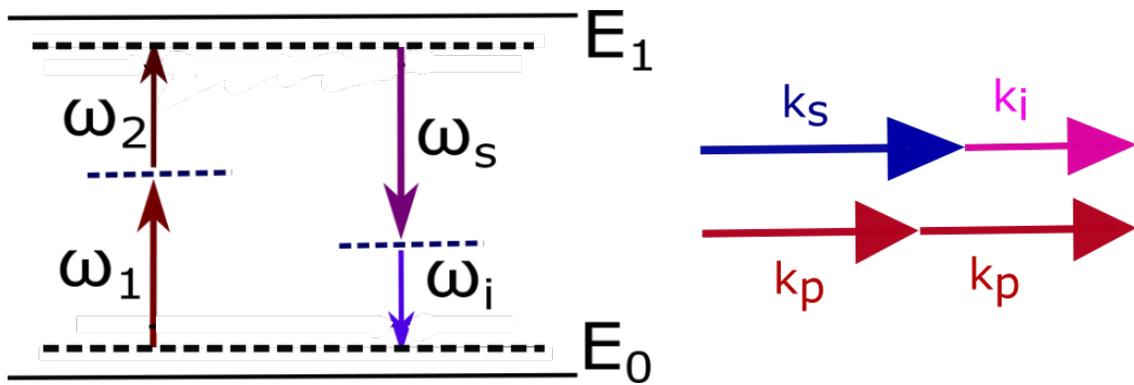


Figura 3: Esquema de la conservación de la energía y momento en el proceso de mezclado de cuatro ondas.

tamente relacionada con la condición de empatamiento de fases, la cual se deriva de la conservación del momento en el proceso paramétrico. Esta condición se cumple cuando  $\Delta k = 0$ . En el caso co-propagante podemos escribir  $\Delta k$  (desempatamiento de fases) como:

$$\Delta k = k_1(\omega_1) + k_2(\omega_s + \omega_i - \omega_1) - k_s(\omega_s) - k_i(\omega_i) - \phi_{NL}. \quad (22)$$

Esta ecuación incluye una contribución no lineal  $\phi_{NL}$ , un término relacionado con los procesos de automodulación de fases y modulación cruzada de fases, lo cual resulta del hecho que para un material con  $\chi^{(3)}$  el índice de refracción es función de la intensidad. Note, además, que en esta ecuación está implícita la conservación de energía en el segundo término. Se puede demostrar que:

$$\phi_{NL} = (\gamma_1 + 2\gamma_{21} - 2\gamma_{s1} - 2\gamma_{i1})P_1 + (\gamma_2 + 2\gamma_{12} - 2\gamma_{s2} - 2\gamma_{i2})P_2, \quad (23)$$

donde  $P_\nu$  representa la potencia pico del pulso incidente, y los coeficientes  $\gamma_1$  y  $\gamma_2$  resultan de la SPM de los dos bombeos, y están dadas por:

$$\gamma_\nu = \frac{3\chi^{(3)}\omega_\nu^0}{4\epsilon_0 c^2 n_\nu^2 A_{eff}^\nu}. \quad (24)$$

$$\gamma_{\mu\nu} = \frac{3\chi^{(3)}\omega_\mu^0}{4\epsilon_0 c^2 n_\mu n_\nu A_{eff}^{\mu\nu}}. \quad (25)$$

En la ecuación 24, se tiene el índice de refracción  $n_\nu = n(\omega_\nu^0)$ , con  $\omega_\nu^0$  la frecuencia portadora para el modo  $\nu$  y el área efectiva  $A_{eff}$ , la cual se define como:

$$A_{eff}^\nu = \left[ \int \int dx dy |A_\nu(x, y)|^4 \right]^{-1}, \quad (26)$$

y

$$A_{eff}^{\mu\nu} = \left[ \int \int dx dy |A_\mu(x, y)|^2 |A_\nu(x, y)|^2 \right]^{-1}, \quad (27)$$

donde la integral se calcula a lo largo de las dimensiones transversales de la guía de onda. Aquí, las funciones  $A_\mu(x, y)$  con  $\mu = 1, 2, s, i$  representan la distribución transversal y  $A^{\mu\nu}$  es el área efectiva de traslape de dos modos. En contraste, los coeficientes  $\gamma_{\mu\nu}$  ( $con \nu = 1, 2, y \mu = 1, 2, s, i$ ) corresponden a la contribución de modulación de fase cruzada que resulta de la dependencia del índice de refracción experimentada por cada uno de los 4 campos involucrados. Aunque general  $\gamma_\nu \neq \gamma_{\mu\nu}$  puede mostrarse que para SFWM las aproximaciones  $\gamma_1 \approx \gamma_{21} \approx \gamma_{s1} \approx \gamma_{i1}$  y  $\gamma_2 \approx \gamma_{12} \approx \gamma_{s2} \approx \gamma_{i2}$  son válidas, de lo cual se puede obtener la siguiente expresión simplificada para  $\phi_{NL}$  (Garay-Palmett *et al.*, 2013):

$$\phi_{NL} = \gamma_1 P_1 + \gamma_2 P_2. \quad (28)$$

Para que un proceso no lineal sea eficiente, se debe cumplir que  $\Delta k = 0$ , es decir, se debe cumplir la condición de empatamiento de fases. Si se tienen frecuencias fijas para el bombeo se pueden calcular las soluciones a la ecuación  $\Delta k = 0$ . Dichas soluciones representan las frecuencias a las que se puede obtener fotones señal y acompañante con la mayor eficiencia. Un diagrama de este fenómeno puede observarse en la Figura 3.

En el caso más general, se puede tener SFWM para diferentes configuraciones de polarización de los campos involucrados. Las configuraciones posibles son SFWM co-polarizado ya sea originado en el elemento  $\chi_{xxxx}^{(3)}$  o  $\chi_{yyyy}^{(3)}$  del tensor de susceptibilidad eléctrica de tercer orden; SFWM con fotones generados en polarización ortogonal a los fotones de bombeo, asociados al elemento  $\chi_{xxyy}^{(3)}$  o  $\chi_{yyxx}^{(3)}$ ; y SFWM con bombeos cruzados en polarización relacionados a los elementos del tensor  $\chi_{xyxy}^{(3)}$  y  $\chi_{xyyx}^{(3)}$ , en cuyo caso la pareja de fotones generados pueden estar en el estado  $xy$

ó  $yx$ .

Si se conoce  $k(\omega)$  ya sea para un medio en bulto o para una guía de onda específica, se puede usar la ecuación (22) para encontrar el rango de frecuencias de bombeo en el que se pueden generar parejas de fotones y con qué frecuencia serán generados. Si se es capaz de explorar varias geometrías de guía de onda, es fácil a partir de este cálculo, proponer fuentes de parejas de fotones con propiedades deseadas de enlazamiento, en rangos espectrales específicos. Debido a las condiciones de conservación de energía y momento que existen en todos los procesos paramétricos, las parejas de fotones exhiben correlación en cuanto al número de fotones emitidos, así como correlaciones espectrales. Estas correlaciones son de carácter no-clásico y dan lugar al enlazamiento cuántico. El enlazamiento se puede definir como la correlación cuántica no-local de dos o más sistemas mecánico-cuánticos, tal que el estado del sistema completo no puede escribirse como el producto directo de un estado independiente para cada subsistema (Garay-Palmett, 2009).

## Capítulo 3. Automodulación de fase en guías de onda de canal con nanopartículas metálicas

---

En este capítulo se estudia la manifestación del efecto de automodulación de fase en guías de onda de canal compuestas por nanopartículas de Ag embebidas en sílice, fabricadas usando la técnica de multi-implantación iónica con mascarilla.

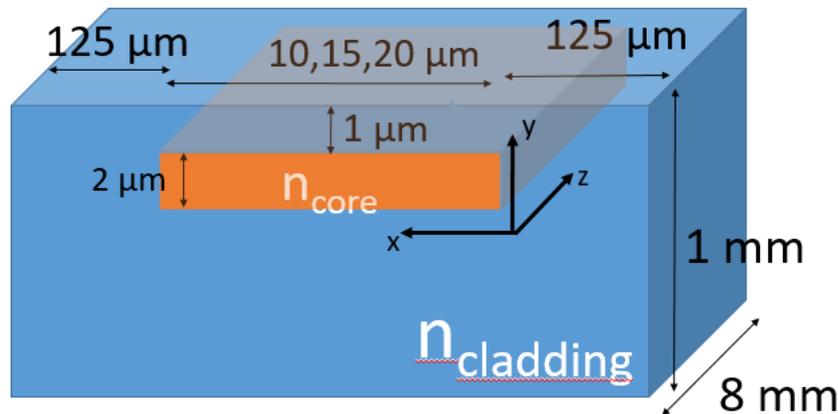
Las aplicaciones como interconexiones ópticas, fuentes de fotones para procesamiento cuántico de la información o dispositivos de conmutación ópticos son de gran interés actualmente. La implementación de este tipo de aplicaciones puede favorecerse tras el estudio de la óptica no lineal en guías de onda basadas en nano-compositos embebidas en dieléctricos, pues estas representan grandes ventajas en este campo, las cuales se mencionan en el Capítulo 1. Además, se ha demostrado que la respuesta no lineal de un medio que contiene nanopartículas metálicas se ve reforzada gracias a la excitación óptica del plasmón de resonancia de superficie (Stepanov, 2011). Finalmente, los medios guiados ofrecen la facilidad de incrementar la longitud de interacción con el medio no lineal, así como un alto confinamiento del campo eléctrico en la guía de onda, lo cual disminuye la energía requerida para la estimulación de efectos no lineales (Sánchez Esquivel, 2017).

### 3.1. Guías de canal

Las guías de onda de canal usadas en este trabajo están compuestas por nanopartículas esféricas metálicas, específicamente de Ag embebidas en sílice fabricadas por multi-implantación de iones con mascarilla. La implementación se llevó a cabo a 4, 3, 2.5 y 1.5 MeV con una fluencia de  $1 \times 10^{16}$  átomos/cm<sup>2</sup>. Las guías producidas se encuentran a una profundidad de 1  $\mu m$  dentro del sustrato, tienen un espesor de 2  $\mu m$  y se hicieron a 3 anchos distintos, como se muestra en la Figura 4 y están separadas entre sí por 125  $\mu m$ , aproximadamente. En total se tienen 30 guías de onda dentro de la muestra, habiendo 10 de cada ancho. La longitud de propagación de cada guía es de 8 mm.

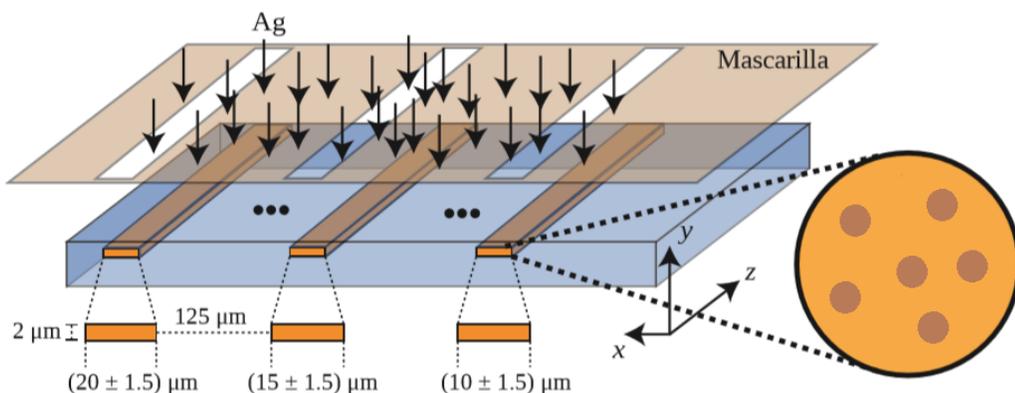
#### 3.1.1. Fabricación

La técnica de multi-implantación iónica se usa comúnmente para hacer dopaje de semiconductores y en resumen, consiste en la aceleración de iones para ser embebidos en una matriz dieléctrica. Los iones son acelerados a energías que son elegidas previamente de acuerdo a la distancia



**Figura 4: Diagrama con dimensiones de las guías de onda de canal compuestas de nanopartículas de Ag embebidas en  $SiO_2$ .**

a la cual se quiere que los iones penetren dentro del sustrato dieléctrico, tomando en cuenta su masa y las propiedades del sustrato. Típicamente, para energías en el rango de los  $MeV$ , las distancias de penetración de los iones son del orden de micrómetros y el espesor de la capa que contiene los iones es usualmente menor a  $1 \mu m$ , de modo que, si se desea utilizar este método para crear una guía de onda, su espesor es muy angosto. Debido a esto se usan varias energías de implantación en el mismo sustrato para crear varias capas delgadas de iones que se traslapen entre sí y formen una capa del grosor deseado. Después de hacer la implantación de los iones metálicos, se realiza un proceso térmico para producir un proceso de nucleación de las nanopartículas con posiciones aleatorias. Para crear las guías de onda de canal se usa una mascarilla de un material y grosor que sea capaz de frenar los iones acelerados que lleguen a ella, lo cual permite seleccionar las zonas donde se implantarán los iones; en este caso, la mascarilla cuenta con 30 orificios rectangulares de anchos  $10 \pm 1.5$ ,  $15 \pm 1.5$  y  $20 \pm 1.5 \mu m$ .



**Figura 5: Diagrama simplificado del proceso de fabricación de guías de onda usando el método de multi-implantación iónica (Sánchez Esquivel, 2017).**

Se puede observar un diagrama de este proceso en la Figura 5. Un efecto inesperado de la implantación iónica es que genera una capa de carbono en la superficie del sustrato debido a la contaminación en la cámara de vacío con aceite de las bombas, por lo que se lleva a cabo un segundo proceso térmico para remover esta capa. Finalmente, se pulen las superficies laterales de la muestra para facilitar el acoplamiento de luz a las guías de onda.

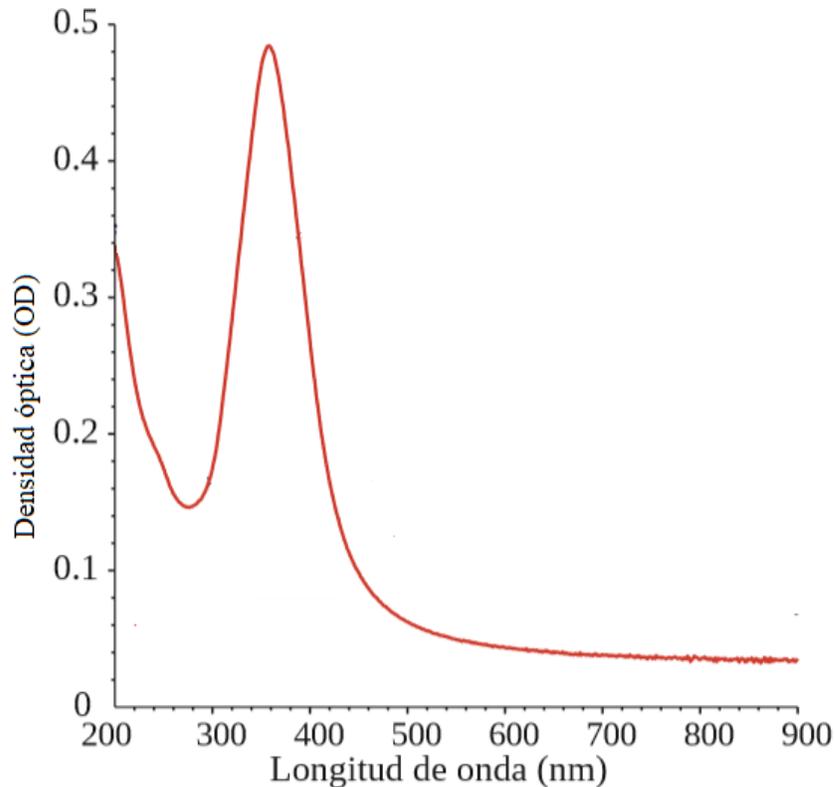
### 3.1.2. Caracterización

En esta sección se discuten trabajo previo (Sánchez Esquivel, 2017) (Can-Uc *et al.*, 2015) y simulaciones que describen la caracterización lineal de las guías de onda y la propagación de luz a través de ellas. Es necesario conocer estas características para estimar el comportamiento de un pulso de luz intenso en el medio y su respuesta no lineal. Una característica importante es el espectro de absorción de la guía de onda de canal fabricada por multi-implantación de iones, así como el perfil de índice de refracción del medio guiado.

#### Espectro de absorción

Este estudio se hizo previo a este proyecto de tesis y se usó una guía planar fabricada bajo las mismas condiciones que las guías de canal para facilitar la medición. El espectro de absorción se presenta en la Figura 6, el cual fue medido con un espectrofotómetro Cary 60-UV-VIS. En este espectro se ve claramente la presencia de un pico de absorción alrededor de los  $350 \text{ nm}$  asociado a una resonancia del plasmón de superficie localizado, (LSPR por sus siglas en inglés). La intensidad de la luz en la guía debe seguir la ley de Beer-Lambert, la cual establece que  $T = 10^{-OD}$ , con  $T$  la transmitancia y  $OD$  la densidad óptica de la muestra, de donde se puede obtener el coeficiente de absorción lineal de la muestra dado por  $\alpha_0 = \ln(10^{-OD})/L$ , donde  $L$  es la longitud de propagación de la guía. Usando la técnica de imagen por luz esparcida, se tomaron muestras de la luz esparcida por una de las guías de canal al tener luz acoplada a esta. En este caso, se tomaron valores para la absorción en el régimen continuo y pulsado del láser, obteniendo para el primer caso un valor de  $\alpha_{CW} = 5.6 \pm 0.15 \text{ cm}^{-1}$  y en el segundo de  $\alpha_{pul} = 5.1 \pm 0.49 \text{ cm}^{-1}$ , y se toma la diferencia de ambos para calcular la componente del coeficiente de absorción no lineal de  $\alpha = 0.5 \pm 0.2 \text{ cm}^{-1}$ . Además, se tiene una absorbancia de 0.48, (Sánchez Esquivel, 2017).

#### Perfil de índice de refracción



**Figura 6:** Espectro de absorción de una guía de onda planar fabricada por multi-implantación de iones. La muestra presenta una LSPR en  $358 \text{ nm}$  (Sánchez Esquivel, 2017).

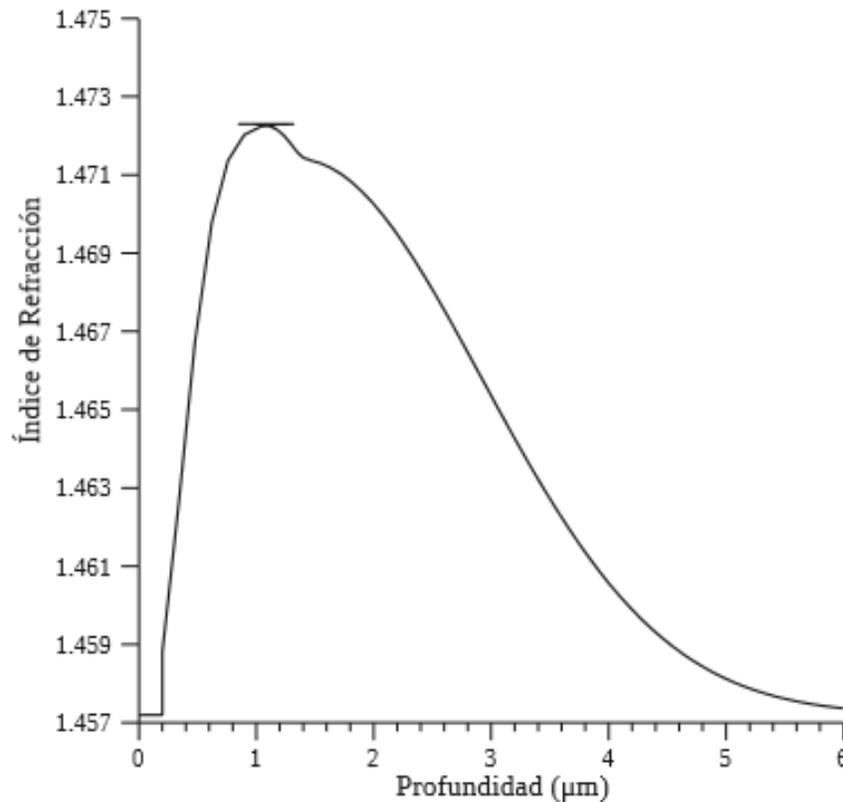
Una de las características más importantes cuando se trata de guías de onda es el perfil de índice de refracción, pues el contraste entre el índice de refracción del medio en el que se encuentra el núcleo de la guía y el sustrato dicta en gran medida la propagación del campo eléctrico dentro de ella, por ejemplo determina qué tan fuerte será el confinamiento del modo propagado. Por lo tanto, es indispensable conocer el contraste dieléctrico de la guía de onda para poder estimar la dispersión de los modos que pueden viajar en ella y así poder hacer el estudio de las propiedades no lineales de la guía. La medición de este perfil no es trivial en guías de onda que son fabricadas de tal forma que están embebidas en una matriz, por lo que se debió llevar a cabo una combinación de técnicas experimentales y teóricas para poder estimar este contraste.

Para el cálculo del perfil de índice de refracción se midieron los índices efectivos en la guía planar que se menciona en la sección anterior. Para esto se usa un Metricon Model 201 y una técnica llamada reflexión total interna frustrada por acoplamiento de prisma de alto índice de refracción, la cual consiste en hacer incidir luz en la región de contacto óptico entre la base de un prisma con alto índice de refracción y la muestra que se quiere medir a diferentes ángulos de

incidencia y se analiza la luz reflejada con un fotodiodo. Si la luz se hace incidir al ángulo óptimo de acoplamiento a la guía de onda, a la cual el campo evanescente asociado a la reflexión total interna en el prisma se acopla por medio de tunelaje óptico a uno de los modos de propagación, se tendrá en la medición una caída abrupta de la luz en el fotodiodo. Es posible relacionar el ángulo de incidencia en el que se produce acoplamiento de luz, con el índice efectivo de la guía de onda para ese modo. El conjunto de índices efectivos  $n_{eff}$  para todos los modos que soporta la guía se usa luego para reconstruir el perfil de índice de refracción. Esto se hace buscando soluciones a la ecuación de onda usando el método numérico de Propagación de Haces (BPM, por sus siglas en inglés) que satisfagan los resultados de la medición de índices efectivos. Se usó el software Ginés Lifante (Ginés, 2018), el cual usa el método BPM y está optimizado para guías de onda de alto contraste. Este software relaciona el índice efectivo con las constantes de propagación de los modos permitidos en la guía. Se busca empatar en el software Lifante la mejor combinación entre los parámetros conocidos de la guía de onda y los perfiles de índice de refracción propuestos a partir de la distribución de iones implantados. Cabe mencionar que la distribución de iones implantados puede ser proporcionado por el fabricante. El mejor ajuste obtenido se puede observar en la Figura 7. A partir de este perfil de índice de refracción se hizo un ajuste Gaussiano a la curva y se tomó el máximo de este como el contraste dieléctrico de la guía de onda (Sánchez Esquivel, 2017).

### **Estructura de modos**

A partir del perfil de índice de refracción o contraste dieléctrico calculado en la sección anterior, se hizo un estudio teórico de los modos soportados por las guías de onda de canal usando la paquetería Mode Solutions de Lumerical. Se supone un perfil gaussiano en la dirección  $y$  de la guía (ver Fig. 4). Lumerical resuelve las ecuaciones de Maxwell por el método de diferencias finitas en una sección transversal de la geometría que se necesite, en este caso, las guías de onda de canal. Conociendo las dimensiones de cada guía de onda y el contraste dieléctrico, este software permite calcular cuántos modos guiados serán soportados por cada guía para una longitud de onda deseada, además del índice efectivo de cada uno y su dispersión a todas las longitudes de onda. El estudio dio como resultado que las guías de onda son altamente multimodales, como se puede observar en la Fig. 8 para el caso de una guía de onda de  $10 \mu m$  de ancho a una longitud de onda de  $532 nm$ . Podemos ver que esta soporta hasta 6 modos. Esto fue comprobado en la práctica



**Figura 7: Estimación del perfil de índice de refracción para la guía de onda obtenido a partir de los índices efectivos medidos y la distribución de iones implantados (Sánchez Esquivel, 2017).**

posteriormente, al implementar un dispositivo experimental para observar la distribución espacial de la luz a la salida de las guías, que en todos los casos se presenta como se puede observar en la Fig 9. En esta imagen pueden observarse varios lóbulos, lo cual indica que se están excitando modos de orden superior. Nótese el bajo contraste entre los modos y la luz difusa, lo que implica una pobre eficiencia de acoplamiento o pérdidas altas de luz en la guía de onda, lo que implica que la luz no está siendo guiada de forma óptima dentro de la guía de onda.

### **3.1.2.1. Estudio del fenómeno de automodulación de fase**

A continuación se presenta el dispositivo experimental usado para estudiar la automodulación de fase inducida en pulsos ultracortos por la respuesta no lineal de guías de onda de canal. Además, se presentan los resultados obtenidos y el análisis de estos. Para un pulso ultracorto, el efecto se manifiesta como el ensanchamiento espectral de un pulso de luz que se propaga a través de la guía de onda.

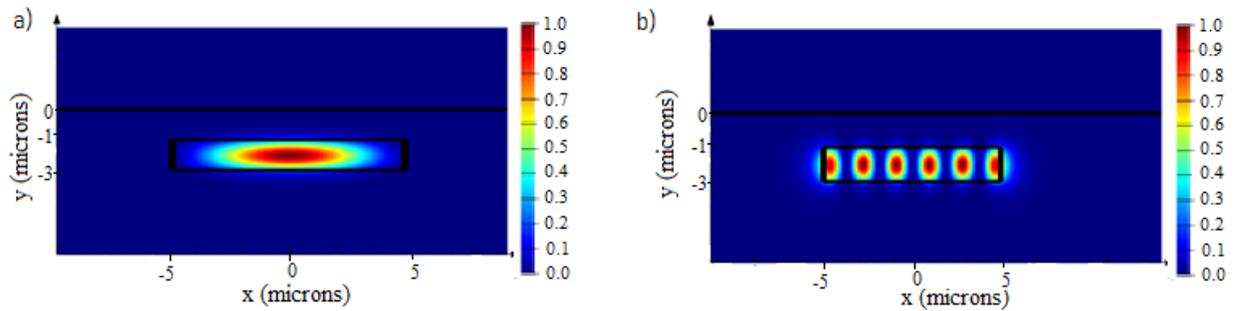


Figura 8: Simulación de los modos soportados por una guía de onda de canal de  $10 \times 2 \mu\text{m}^2$ . a) el modo fundamental y b) el 5to modo excitado, que es el modo de orden mayor soportado

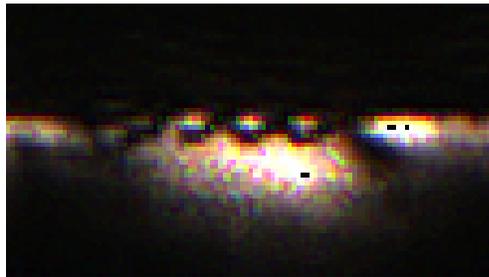
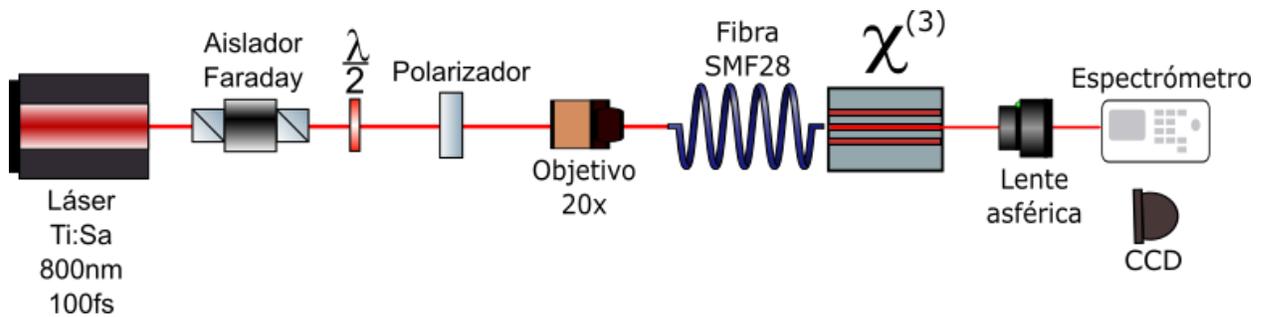


Figura 9: Foto de un modo de orden superior a la salida de una guía de onda de canal de  $10 \times 2 \mu\text{m}^2$

## Dispositivo experimental

El diagrama del experimento puede verse en la Figura 10. Consiste de un láser pulsado de modos amarrados de Titanio:Zafiro, sintonizable entre 700 y 900  $\text{nm}$  (Coherent Mira-900). Este emite pulsos alrededor de 100  $\text{fs}$  de duración, tiene una frecuencia de repetición de 78  $\text{MHz}$  y una potencia promedio máxima de 600  $\text{mW}$ . Los pulsos pasan por un aislador de Faraday, luego por un sistema de control de potencia compuesto por una placa retardadora de  $\lambda/2$  y un polarizador. Después se encuentra la parte central del experimento, la cual está compuesta de un sistema de acoplamiento de luz al medio no lineal. En este caso se usa un objetivo de microscopio de 20X y una fibra monomodal SMF 28, los cuales tienen como finalidad enfocar el haz de luz proveniente del láser en un área pequeña, comparable con las dimensiones de las guías de onda, con el fin de evitar pérdidas, es decir, asemejar las aperturas numéricas de la fibra de acoplamiento y la guía de onda de canal, así como por facilidad de manipulación al momento de acoplar luz a la guía de onda. Como se puede ver en la Figura 10, después del sistema de acoplamiento se encuentran las guías de onda y una lente esférica que sirve para desacoplar la luz a la salida de las guías, y finalmente una cámara CMOS Thorlabs para observar la distribución espacial de la luz a la

salida de las guías, o un espectrómetro Ocean Optics USB2000, con rango de sensibilidad en el visible y hasta el infrarrojo cercano, para medir el espectro del pulso de luz a la salida de las guías.



**Figura 10: Arreglo experimental implementado para observar la automodulación de fases de pulsos de femtosegundos a la salida de las guías de onda con nanopartículas de Ag.**

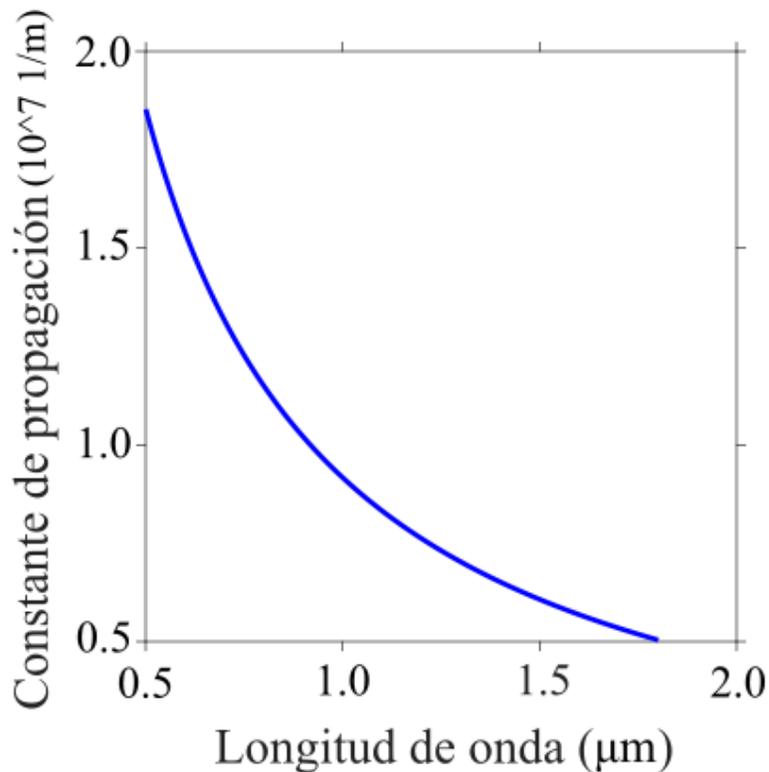
El experimento consistió en acoplar el haz de luz láser en cada guía y comparar el espectro de los pulsos a la entrada y a la salida de estas. Como se mencionó en el capítulo 1, la automodulación de fase en este caso se debe manifestar como un ensanchamiento del espectro del pulso de entrada después de haberse propagado por la guía de onda. Para asegurar que la luz está siendo acoplada a una guía de onda y esta está guiando luz, se hace una prueba poniendo una cámara CMOS a la salida de la guía de onda en la que se pueden observar uno o la suma de varios modos espaciales, los cuales conocemos de los cálculos que se mencionan en la sección anterior.

## Resultados experimentales

A continuación se presentan los resultados obtenidos en el experimento realizado para medir el efecto de automodulación de fase en un pulso de luz que se propaga a través de una guía de onda de nanopartículas metálicas, así como los resultados de las simulaciones de la propagación de un pulso de luz con las condiciones reales usadas en el experimento, para fines de comparación entre teoría y experimento.

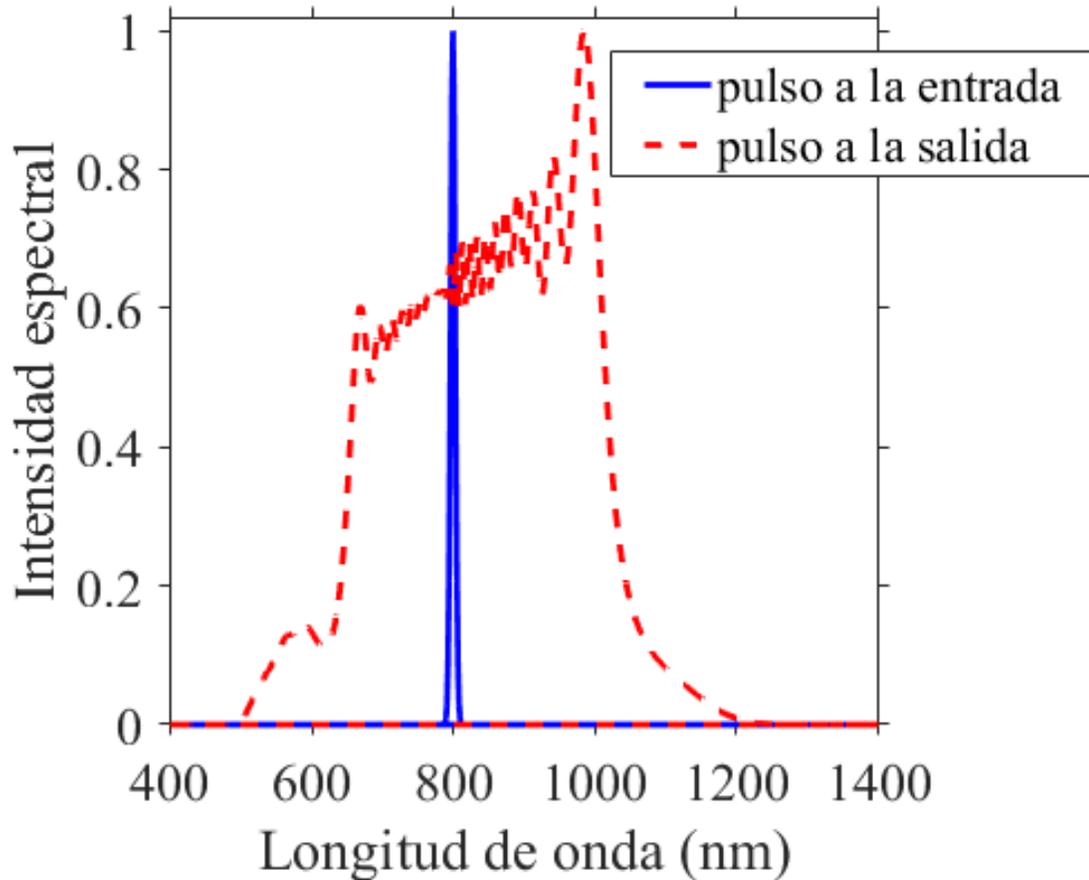
Se llevaron a cabo simulaciones de la propagación de un pulso de luz con las características de los pulsos que podemos obtener con el láser descrito en la sección de anterior y tomando en cuenta el contraste dieléctrico que se menciona en la sección de perfil de índice de refracción, haciendo una aproximación de perfil de índice escalonado. La propagación fue calculada a partir de la ecuación NLSE, presentada en el Capítulo 2, usando el método de Split-Step Fourier Transform para resolverla, el cual fue programado anteriormente por el grupo de trabajo. Para llevar a cabo

estas simulaciones se hizo un cálculo de la dispersión de las guías de onda de canal, a partir de su geometría usando la paquetería Mode Solutions de Lumerical. En la Figura 11 se muestra, a manera de ejemplo, la curva de dispersión para una guía con dimensiones de  $10 \times 2 \mu m^2$ . A partir de este cálculo podemos obtener la dispersión de la guía de onda para un rango de longitudes de onda deseadas y usar esta para calcular la propagación de forma aproximada. Cabe mencionar que para este cálculo es necesario conocer el índice de refracción no lineal  $n_2$  del medio, el cual fue calculado en un trabajo previo para las guías usadas en este trabajo, siendo en este caso  $n_2 = 0.0384 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{GW}$  (Can-Uc *et al.*, 2015).



**Figura 11: Curva de dispersión calculada usando la paquetería Mode Solutions de Lumerical para una guía de onda de dimensiones  $10 \times 2 \mu m^2$ .**

En la Figura 12 se puede observar el resultado de la simulación de propagación para una guía de ancho  $10 \mu m$ , el cual es muy similar a los resultados obtenidos para las guías de anchos  $15 \mu m$  y  $20 \mu m$ , pues a pesar de tener dimensiones distintas, lo cual, como se menciona anteriormente, afectaría la propagación de un pulso a través de ellas, en este caso el coeficiente no lineal  $n_2$  es muy alto, de forma que la no linealidad gobierna la propagación del pulso en las guías, y no la geometría de estas. En este caso, se calculó la propagación en  $8 \text{ mm}$  de distancia, de acuerdo a las dimensiones reales de cada guía de onda y se puede ver que se da un gran ensanchamiento del pulso en espectro.



**Figura 12:** Simulación de un pulso a la entrada de una guía de onda de nanopartículas de Ag en  $\text{SiO}_2$  de  $10 \times 2 \mu\text{m}^2$  y a la salida de esta.

En el experimento la luz fue acoplada a diferentes guías de onda en la muestra. En la Figura 13 se muestra el espectro medido que exhibió el mayor ensanchamiento espectral, entre todos los tomados durante el experimento. El pulso a la salida de la guía de onda tiene un ancho de  $25.3 \text{ nm}$  (FWHM, ancho completo a la mitad del máximo), en contraste con el pulso de entrada, el cual exhibe un FWHM de  $8 \text{ nm}$ . En este caso, la luz fue inyectada a una de las guías con  $10 \mu\text{m}$  de ancho.

En la Figura 14 se presenta el resultado del experimento para guías de ancho  $15 \mu\text{m}$  y  $20 \mu\text{m}$ , respectivamente. Para la guía de  $15 \mu\text{m}$  el mayor ensanchamiento espectral es de  $5.8 \text{ nm}$  y para la guía de  $20 \mu\text{m}$  de ancho es de  $6.2 \text{ nm}$  (FWHM).

En la Figura 15 podemos ver la simulación de propagación en una guía de  $10 \mu\text{m}$  de ancho para el modo fundamental y los primeros 4 modos de orden superior.

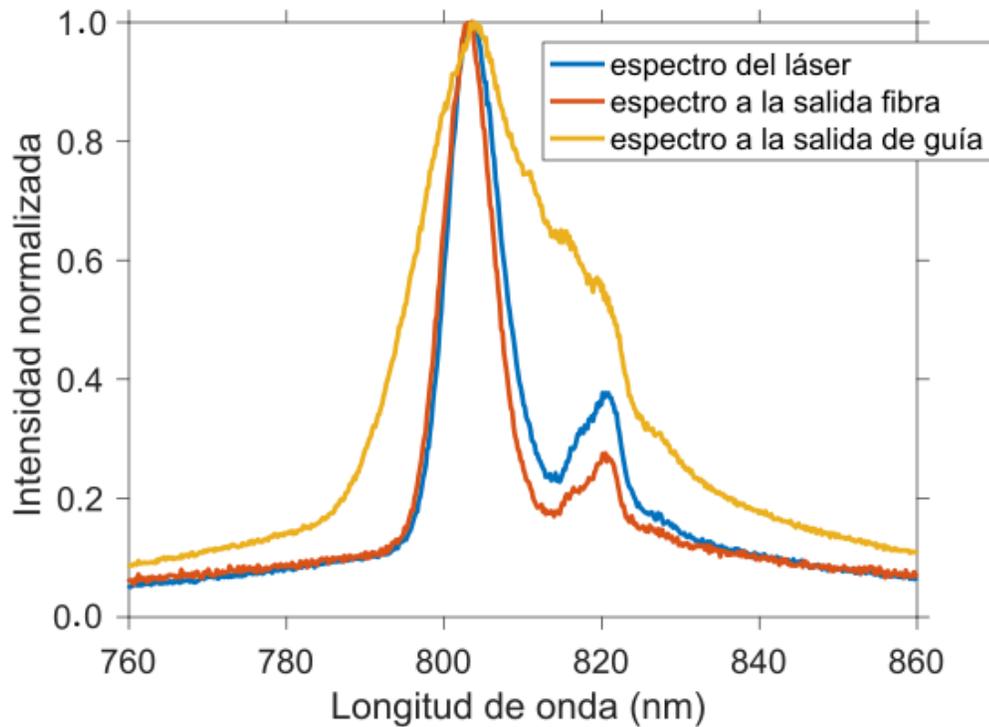


Figura 13: Resultado de ensanchamiento del espectro de un pulso de luz al propagarse por  $8\text{ mm}$  en una guía de onda de ancho de  $10\ \mu\text{m}$

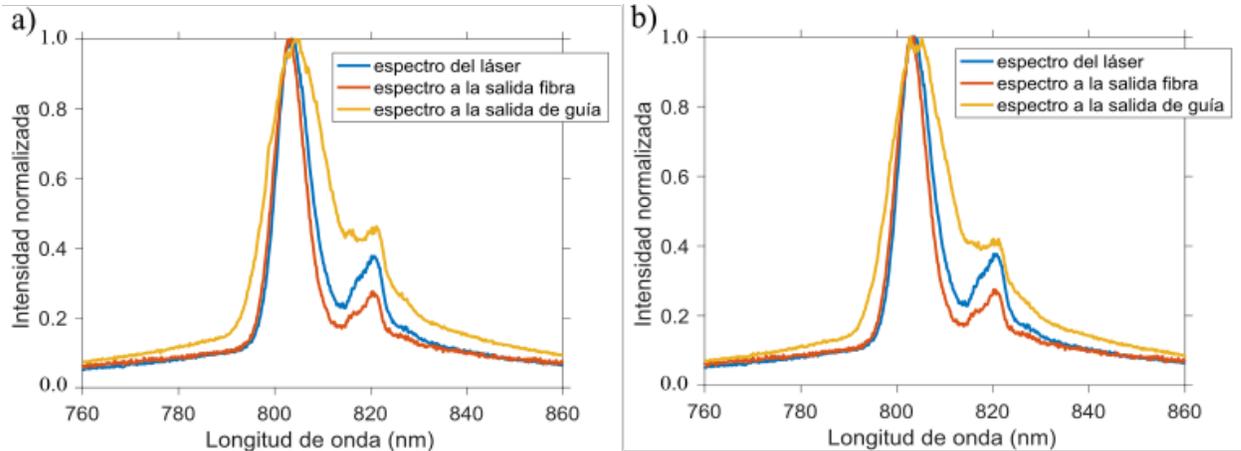
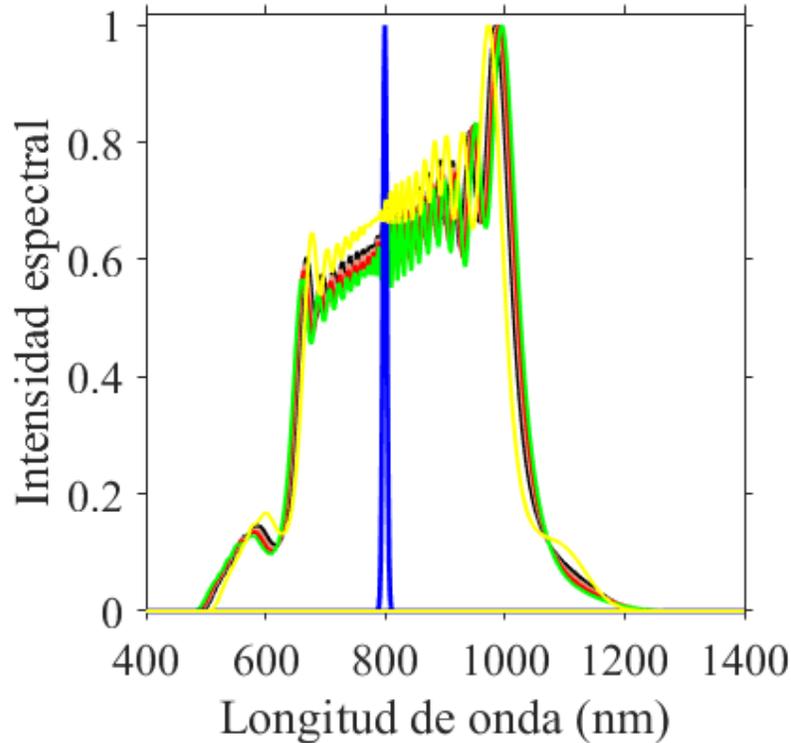


Figura 14: Resultado de ensanchamiento del espectro de un pulso de luz al propagarse por  $8\text{ mm}$  en una guía de onda de ancho de a)  $15\ \mu\text{m}$  y b)  $20\ \mu\text{m}$ .

### Análisis de resultados

Las simulaciones que aparecen en la Figura 12 se hicieron con el fin de estimar el factor de ensanchamiento espectral esperado, inducido por automodulación de fase en las guías de onda. En este caso, podemos ver que se esperaba un ensanchamiento espectral importante del pulso



**Figura 15:** Simulación de un pulso a la entrada de una guía de onda de nanopartículas de Ag en  $SiO_2$  de  $10 \times 2 \mu m^2$  y a la salida de esta para el modo fundamental y los primeros 4 modos excitados de orden superior (cada modo en un color diferente).

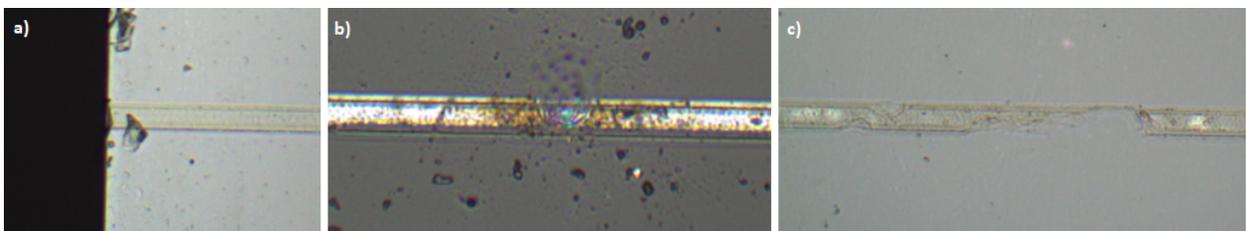
de luz que incide en una guía de onda de nanopartículas, del orden de todo el espectro visible. Para los diferentes anchos de guías de onda restantes, 15 y 20  $\mu m$ , las simulaciones muestran que el espectro a la salida de estas se ve ensanchado en la misma medida que en la guía de 10  $\mu m$ . Además, podemos ver que el espectro del pulso a la salida de la guía presenta asimetría y pequeñas ondulaciones o máximos a lo largo del espectro; esto se debe a que la simulación toma en cuenta que en la propagación pueden estar presentes otros efectos además de la automodulación de fase, como lo son el efecto Raman o el de "self steepening", los cuales son descritos brevemente en el capítulo 2. Las ondulaciones que se presentan son típicas del efecto de automodulación de fase. Además, las simulaciones fueron hechas partiendo de la dispersión calculada para el modo fundamental guiado, pues es el modo que se empata mejor con el modo espacial del láser usado, y por lo tanto el que se piensa que será excitado preferentemente al acoplar luz del láser a cada guía de onda.

De las Figuras 13 y 14 se puede ver que el mayor ensanchamiento espectral fue obtenido en una guía de onda de 10  $\mu m$  de ancho, siendo este de 25.3 nm (FWHM). Comparando este resultado con el de la Figura 12 desde la cual se estima que el ensanchamiento espectral inducido

sea del orden de cientos de nanómetros. Existen varios factores que pueden explicar el porqué los resultados experimentales no mostraron un ensanchamiento tan grande como el esperado: el hecho de que las guías son altamente multimodales, las interrupciones y defectos en las guías, la pobre eficiencia de acoplamiento y las pérdidas dentro de la guía. El poco contraste que se puede observar en la Figura 9 podría ser explicado por las últimas dos razones.

Es importante notar que las guías de onda de todas las dimensiones disponibles en la muestra son altamente multimodales para la longitud de onda usada en el experimento, y nunca fue posible excitar sólo el modo fundamental; sin embargo, en la Figura 15 se presentan las simulaciones para los primeros 5 modos excitados de orden superior para una guía de onda de  $10\mu m$ . Podemos ver que excitar el modo fundamental o un modo de orden superior no debería impedir la observación del efecto de automodulación de fase, sin embargo, no se ha explorado el caso en que se excite más de un modo a la vez.

Se intentó mejorar la eficiencia de acoplamiento reemplazando la fibra SMF 28 en el dispositivo experimental por una fibra con las mismas características, pero con la punta adelgazada. Esto hace al diámetro del haz de salida de la fibra más pequeño, en este caso de  $3\mu m$ , comparable con las dimensiones transversales de las guías de onda en la muestra, pero esto no presentó una mejora en la eficiencia de acoplamiento. Se hizo entonces un estudio a fondo de las 30 guías de onda que se encuentran dentro de la muestra para poder identificar defectos o imperfecciones. En la Figura 16 se pueden observar ejemplos de fotografías tomadas con un microscopio óptico en donde se aprecian los diferentes defectos que se encontraron en las guías de onda, tanto en las secciones transversales por donde se acopla o desacopla la luz del láser de bombeo, así como interrupciones a lo largo de las guías.



**Figura 16: Fotografías de las guías de onda tomadas con un microscopio óptico para identificar defectos a) en la sección transversal y b) y c) a lo largo de la dirección de propagación en estas.**

Finalmente, se llegó a la conclusión de que las guías de onda creadas por nanopartículas tienen errores de fabricación y muchas pérdidas, lo que complica mucho el acoplamiento eficiente de luz a estas, además de que pudieron haber sido dañadas debido a las potencias usadas al

inyectar luz a las mismas. Por estas razones no fue posible obtener los resultados esperados de ensanchamiento espectral del pulso incidente por automodulación de fase.

## Capítulo 4. Estudio de procesos paramétricos en guías de onda de canal

---

En primera instancia, en este capítulo se discute la viabilidad de implementar procesos no lineales paramétricos en las guías de onda con nanopartículas de plata disponibles y cuyas características han sido enunciadas en el capítulo anterior. En los procesos paramétricos no existe un intercambio de energía entre el campo electromagnético y el medio en el que este incide, de manera que hay conservación de energía entre los fotones de bombeo y los emitidos. Estos fenómenos se deben a la respuesta instantánea del material ante un campo de luz intenso y se manifiestan como la generación de nuevas frecuencias, las cuales deben cumplir, además, con el principio de conservación de momento. Como se menciona en el Capítulo 2, la información cuántica puede ser codificada en diversos medios, incluyendo átomos, iones y electrones. Sin embargo, los fotones son el medio más útil para el transporte de información cuántica (Jennewein *et al.*, 2000), por lo que resulta interesante generar parejas o tripletes de fotones que estén correlacionados. Uno de los procesos paramétricos que se puede usar para generar parejas de fotones es el mezclado de cuatro ondas espontáneo, que se origina, al igual que SPM, en la susceptibilidad no lineal de tercer orden  $\chi^{(3)}$  y consiste básicamente en la aniquilación de dos fotones de bombeo que a la vez que se producen dos fotones que llamaremos señal y acompañante.

Por otro lado, en este capítulo se describe una propuesta de diseño de una fuente de parejas de fotones, por medio del proceso de SFWM en una guía de onda de nanopartículas de plata, viable de implementar experimentalmente. El proceso de SFWM y las condiciones necesarias para que este pueda ocurrir en una guía de onda puede verse a detalle en el Capítulo 2.

### 4.1. Propiedades de empatamiento de fases para el proceso de SFWM en guías de onda con nanopartículas de plata

Como se estudió en el capítulo 2, el punto de partida para el estudio de SFWM es asegurar que se tiene empatamiento de fases, que para el caso en que se aniquilan dos fotones de frecuencia  $\omega_p$  para generar una pareja de fotones con frecuencias  $\omega_s$  y  $\omega_i$ , puede ser escrito de la siguiente forma:

$$\Delta k = 2k_p - k_s - k_i - \phi_{NL} = 0, \quad (29)$$

donde el término  $\phi_{NL}$  representa una fase no lineal y está relacionado con el índice de refracción no lineal  $n_2$  del medio (ver ecuación (23)).

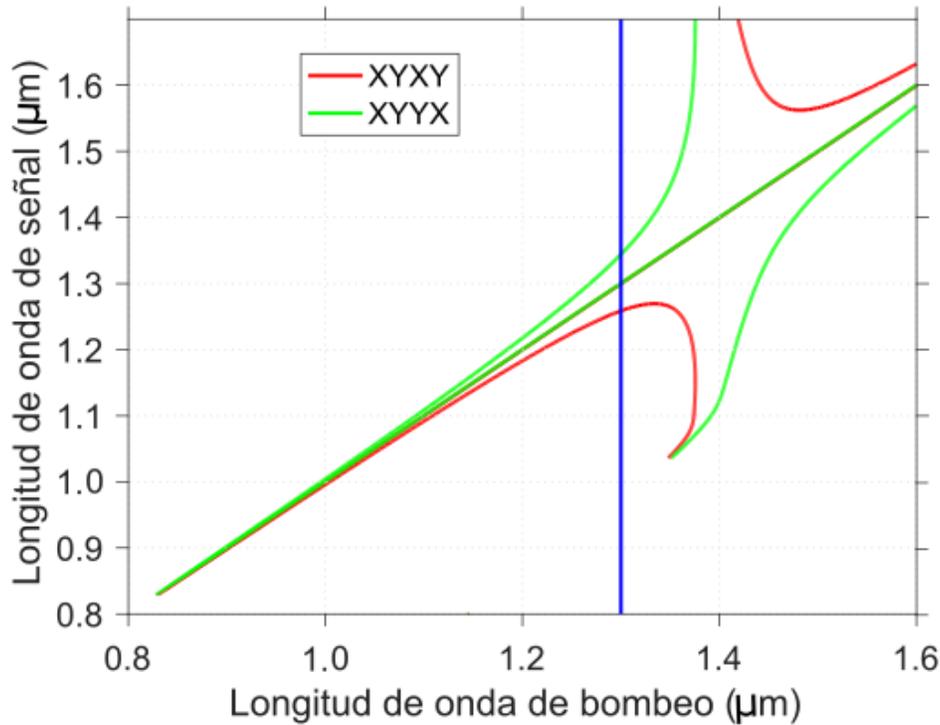
Como se puede ver de la ecuación anterior, en este caso se estudia el caso degenerado en el bombeo, denotado por  $2k_p$ , pues el procedimiento experimental que fue planeado para observar la manifestación de SFWM en las guías de onda de canal con nanopartículas de Ag consiste en usar un sólo láser, del cual se esperan obtener los dos fotones de bombeo que mediarán la interacción. Las frecuencias de emisión, a una longitud de onda de bombeo dada, pueden ser conocidas solucionando la ecuación 29 para una guía de onda con nanopartículas de plata con  $10 \mu m$  de ancho. Para este cálculo se usaron las características de dispersión y no linealidad de las guías de onda descritas en el Capítulo 3.

En una guía de onda birrefringente, el proceso de SFWM puede ocurrir para seis combinaciones de polarización distinguibles. Se puede dar el caso copolarizado, el cual está relacionado con la componente  $\chi_{xxxx}^{(3)}$  ó  $\chi_{yyyy}^{(3)}$  de la susceptibilidad no lineal de tercer orden. Se puede dar también el caso en que las polarizaciones sean cruzadas, relacionado con la componente  $\chi_{xxyy}^{(3)}$  ó  $\chi_{yyxx}^{(3)}$  del tensor de susceptibilidad no lineal de tercer orden, y finalmente puede darse el caso relacionado con  $\chi_{xyxy}^{(3)}$  y  $\chi_{xyyx}^{(3)}$ . Para poder hacer este cálculo es necesario tener la dispersión del modo guiado que se quiera, en este caso el fundamental, para las dos polarizaciones posibles, es decir el modo fundamental en la polarización X y Y. El cálculo debe hacerse para todas las configuraciones de polarización posibles, pues todos estos procesos pueden ocurrir cuando la luz se propaga en la guía de onda. En todos los casos se eligieron los ejes  $x$  y  $y$  como se muestra en la Figura 4 en el Capítulo 3. Tomando esto en cuenta, se calcula el desempatamiento de fases que se muestra en la ecuación (22), despreciando la fase no lineal, es decir considerando  $\phi_{NL} = 0$ , pues se usarán potencias bajas en el experimento, con el fin de no excitar el efecto de SPM u otro efecto no lineal que pudiera opacar las mediciones de parejas de fotones.

En los casos copolarizados, relacionados con  $\chi_{xxxx}^{(3)}$  y  $\chi_{yyyy}^{(3)}$ , se tiene empatamiento de fases para longitudes de onda de bombeo mayores a  $1.5 \mu m$ , lo cual complica el experimento. En los casos relacionados con  $\chi_{xxyy}^{(3)}$  y  $\chi_{yyxx}^{(3)}$  no se tiene empatamiento de fases en el rango de longitudes de onda estudiadas (desde  $0.8$  hasta  $1.6 \mu m$ ).

En la Figura 17 podemos ver el resultado del cálculo empatamiento de fases para una configuración de polarización cruzada, en el que señal y acompañante tienen diferentes polarizaciones.

De la Figura 17 se puede ver que bombeando con un láser en el infrarrojo alrededor de  $1.3 \mu m$



**Figura 17: Empatamiento de fases calculado a partir de la dispersión de una guía de onda de dimensiones  $10 \times 2 \mu m^2$ .**

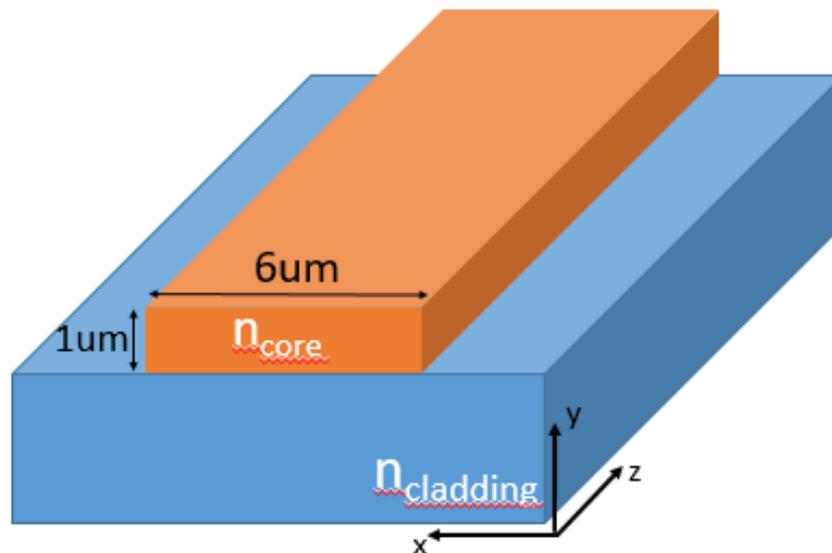
(línea azul) se deben generar señales en  $1.257$  y  $1.347 \mu m$ , las cuales tienen una separación de  $90 nm$ , suficiente para poder ser detectadas con detectores de fotones en el infrarrojo, usando un arreglo de filtros cromáticos adecuado para evitar el paso de los fotones que vienen del bombeo.

La configuración, aunque viable en teoría, no es la óptima, pues idealmente se quieren obtener fotones señal y acompañante más alejados en longitud de onda entre ellos y del bombeo, para facilitar el proceso de filtrado y medición de estos y de ser posible, tenerlos en el caso copolarizado, por ejemplo el caso relacionado con  $\chi_{xxxx}^{(3)}$ , pues este proceso es más eficiente que los casos con polarizaciones cruzadas, debido a que  $\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{xxyy}^{(3)} + \chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{yyxx}^{(3)}$  (Boyd, 2008).

Tomando en cuenta los defectos que se encontraron en las guías de onda y los resultados obtenidos para el experimento de SPM descrito en el capítulo anterior, se tomó la decisión de no llevar a cabo el experimento planeado para ver SFWM en la muestra, puesto que la naturaleza del experimento exige mediciones al nivel de fotones individuales, lo cual es más complicado que la observación de SPM. Además, se pretendía usar el láser de pulsos de picosegundos Mira 900-P de Titanio:Zafiro, que es sintonizable desde  $700$  hasta  $980 nm$  que emite pulsos de duración menores a  $3 ps$ , tiene una frecuencia de repetición de  $76 MHz$  y potencia promedio máxima de  $650$

mW, por lo que estábamos fuera del rango deseado. No obstante, para el rango de sintonización de este láser no se encontró empatamiento de fases.

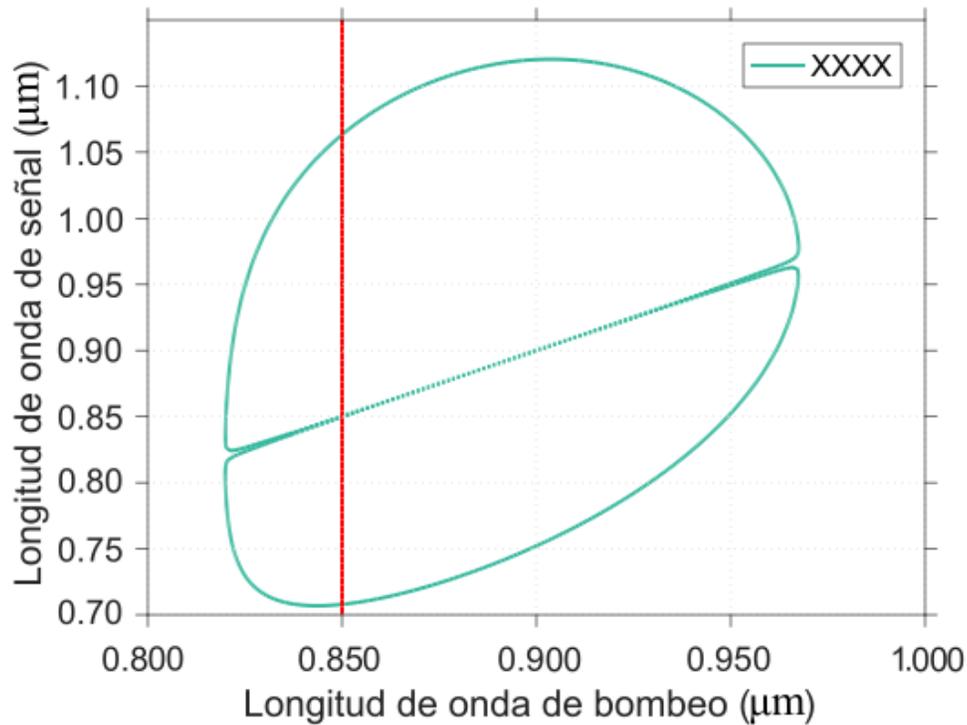
Motivados por las limitaciones manifiestas en las guías de onda disponibles para la implementación de SFWM, se hizo una exploración numérica para identificar una geometría que se ajuste mejor a la disponibilidad de láseres de excitación y detectores de fotones individuales eficientes. La propuesta de diseño se basa en una guía de onda fabricada por el método de multi-implantación de iones, pero con algunas variaciones con respecto a las guías de onda usadas anteriormente. El diseño se hizo usando la paquetería Mode Solutions de Lumerical, estudiando diversas geometrías hasta encontrar alguna con la dispersión ( $\beta$ ) adecuada para cumplir con la condición de empatamiento de fases con las condiciones deseadas.



**Figura 18:** Diagrama de la geometría propuesta para una guía de onda escalonada, creada por multi-implantación de iones, de dimensiones de  $6 \times 1 \mu m$  y un contraste dieléctrico de  $\Delta n = 0.05$  con respecto a la matriz de sílice.

Entre las diferentes geometrías estudiadas, un resultado interesante se obtuvo para una geometría de guía de onda plana escalonada, de  $6 \times 1 \mu m$ , la cual se puede observar en la Figura 18. El diagrama de empatamiento de fases resultante se puede observar en la Figura 19. Se ha demostrado que es posible crear guías de onda con este tipo de geometría haciendo daño en una guía de onda fabricada por implantación de iones planar para remover material y crear una guía de onda plana escalonada (Zhao *et al.*, 2010). En este caso, se puede usar un láser de bombeo a  $0.85 \mu m$  (línea roja), longitud de onda a la que el láser pulsado Mira 900-p es muy estable y se pueden obtener fotones señal y acompañante separados por  $0.350 \mu m$ , teniendo un fotón en  $0.71 \mu m$  y su acompañante en  $1.066 \mu m$ . Esta separación es ideal y se cuenta en el laboratorio

con detectores que son capaces de medir ambos de forma eficiente. Los parámetros propuestos resultan realistas en términos del proceso de fabricación de una guía de onda por el método de multi-implantación de iones y con daño láser remover material de la guía para obtener las dimensiones deseadas.



**Figura 19: Empatación de fases calculado a partir de la dispersión de una guía de onda con geometría escalonada, creada por multi-implantación de iones, de dimensiones de  $6 \times 1 \mu\text{m}$  y un contraste dieléctrico de  $\Delta n = 0.05$  con respecto a la matriz de sílice.**

Si bien el hecho de que se cumpla la condición de empatación de fases es fundamental para que pueda ocurrir SFWM en una guía de onda a la que se le acople luz, existen otros factores que pueden complicar el experimento, por ejemplo, las pérdidas que esta pueda tener por absorción lineal o no lineal. También existen otros procesos que pudieran manifestarse junto a SFWM, por ejemplo, el efecto Raman, el cual típicamente representa un problema al momento de hacer mediciones de fotones generados por SFWM. Además existirán las complicaciones naturales del experimento, como poder acoplar la luz del láser de bombeo de forma eficiente en la guía de onda y la eficiencia de generación. Por estas razones, esta propuesta es sólo una primera aproximación y sería necesario, como trabajo a futuro, un estudio más exhaustivo con la finalidad de dar lugar a la generación eficiente de parejas de fotones por SFWM en este tipo de guías de onda.

## Capítulo 5. Generación de parejas de fotones en fibras microestructuradas

---

En este capítulo se estudian efectos no lineales en fibras de cristal fotónico (PCF) o microestructuradas. Como se menciona en el capítulo 1, el objetivo principal de este trabajo es estudiar efectos no lineales como SPM y SFWM en guías de onda de canal con nanopartículas de Ag; sin embargo, existen otras geometrías y tipos de guías de onda que ofrecen una susceptibilidad de tercer orden  $\chi^{(3)}$  alta y la posibilidad de controlar sus propiedades de dispersión, así como la longitud de interacción de la luz con el medio, de forma relativamente sencilla. Un buen ejemplo de esto son las fibras microestructuradas, que son fibras ópticas que, como su nombre lo dice, son fabricadas de tal manera que en su interior se tienen microestructuras con características específicas de las que dependerá si la fibra es birrefringente o no, su dispersión cromática y el coeficiente no lineal efectivo. Como el efecto no lineal es función de la intensidad del pulso y esta es a su vez función del área efectiva del modo propagado, se puede definir un coeficiente no lineal efectivo  $\gamma$ , definido en la ecuación 8.

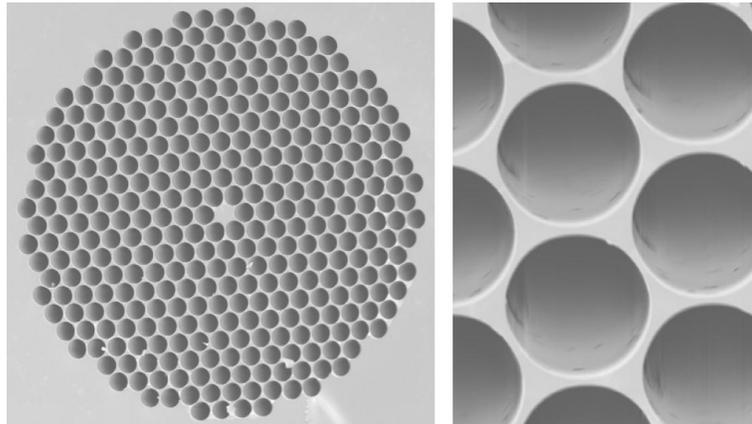


Figura 20: Micrografía ejemplo de una fibra de cristal fotónico (US Naval Research, 2018)

En la Figura 20 se puede observar una fotografía de la sección transversal de una fibra microestructurada. En esta parte del trabajo se usaron dos fibras microestructuradas con características diferentes.

### 5.1. SPM en fibra microestructurada

Se implementó un experimento para observar SPM en una fibra fabricada en México, en el Centro de Investigaciones en Óptica. De esta fibra se tiene poca información, no se conoce con precisión la longitud de onda de operación ni su dispersión. Como se ha visto, es posible usar la medición de ciertos efectos no lineales en medios guiados para caracterizar las propiedades de ciertos materiales (Garmire, 2013). De ser posible, la caracterización de esta fibra puede ayudar a tener más información para futuros diseños que tengan propiedades específicas.

Partiendo de una fotografía de la sección transversal de esta fibra, las cuales pueden verse en la Figura 21 con algunas referencias de las dimensiones, se puede estimar que el diámetro del núcleo es aproximadamente  $2 \mu m$ . Nos referiremos a esta fibra como CIO-b. A partir de la geometría de la microestructura que forma la fibra, se hizo un cálculo previo de la dispersión aproximada de la fibra, y se estima que su longitud de onda de cero dispersión es  $\lambda_{ZD} = 883.9 \text{ nm}$ .

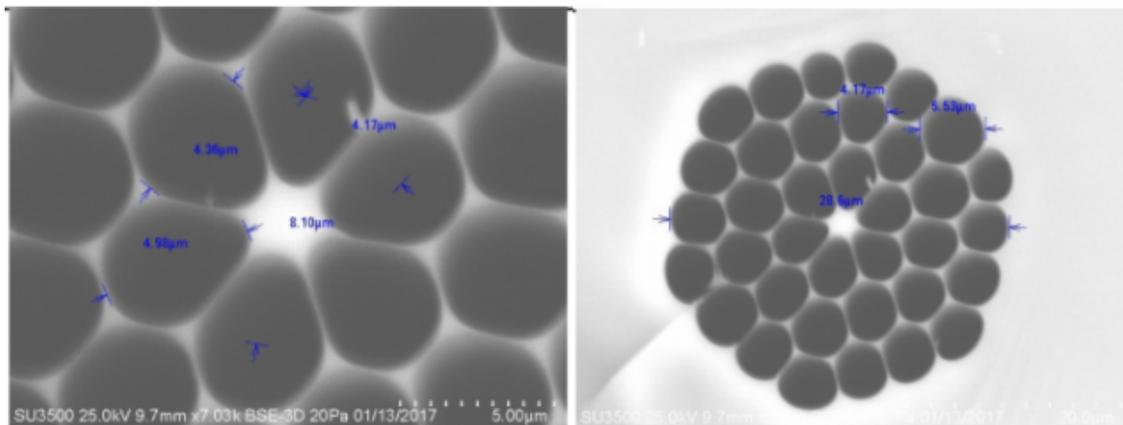
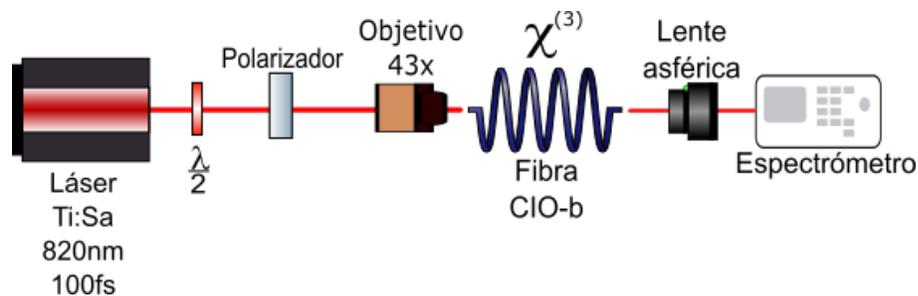


Figura 21: Sección transversal de fibra CIO-b.

El diagrama experimental para observar SPM en la fibra CIO-b se puede observar en la Figura 22. Este experimento es muy similar al que se usó en el caso de las guías de onda de canal con nanopartículas, con la diferencia que en este caso el medio guiado es una fibra óptica. El experimento consiste de un láser pulsado sintonizable entre 700 y 900 nm (Coherent Mira-900) de Titanio:Zafiro de modos amarrados, que emite pulsos alrededor de 100 fs, tiene una frecuencia de repetición de 78 MHz y una potencia promedio máxima de 600 mW, seguido de un objetivo de microscopio de 43X (el cual se eligió después de intentar con diversos objetivos) que se usa como sistema de acoplamiento de luz a la fibra microestructurada CIO-b y finalmente el componente usado para desacoplar la luz a la salida de la fibra es una lente esférica, la cual colima el haz a la salida de la fibra de forma que se pueda colocar un espectrómetro de fibra Ocean Optics

USB2000 con sensibilidad en todo el espectro visible. La longitud de onda del láser está centrado en  $820 \text{ nm}$  y es enfocado de forma que la eficiencia de acoplamiento de la luz a la fibra fuera la mejor posible, lo cual se verificó midiendo la potencia a la entrada y salida de la fibra para determinar la eficiencia. En este caso el mejor acoplamiento fue de aproximadamente el  $8\%$  de la luz de entrada, lo cual es muy bajo, pues normalmente uno espera tener un acoplamiento mayor al  $50\%$  para trabajar en condiciones óptimas con fibras ópticas. Como se verá más adelante, este acoplamiento tan pobre pudo deberse a los defectos de fabricación de la fibra óptica. Después de tener el mejor acoplamiento posible, se modificó la distancia entre la salida de la fibra y la lente esférica hasta tener el haz de salida colimado y se tomó la medición del haz de salida con el espectrómetro.



**Figura 22:** Diagrama experimental para ver SPM en la fibra microestructurada CIO-b. La curva del espectro del láser fue tomada al pasar por varios filtros atenuadores para evitar la saturación del espectrómetro usado.

El resultado del experimento se muestra en la Figura 23. Puede observarse un ensanchamiento considerable del espectro a la salida de la fibra con respecto al espectro de entrada a la fibra (línea azul). Las líneas roja, amarilla y morada corresponden a los espectros a la salida con  $1$ ,  $3$  y  $4.5 \text{ mW}$  de potencia a la salida de esta respectivamente. Para facilitar la visualización del ensanchamiento se presentan los datos de la intensidad en escala logarítmica. El ancho del espectro del láser medido en FWHM es de  $8 \text{ nm}$ , mientras que el ancho del espectro a la salida de la fibra, medido en FWHM, al tener  $1 \text{ mW}$  acoplado es de  $453 \text{ nm}$ , para  $3 \text{ mW}$  acoplados es de  $447 \text{ nm}$  y para  $4.5 \text{ mW}$  acoplados es de  $454 \text{ nm}$ . En todos los casos se presenta un ensanchamiento importante, lo que indica que se tiene SPM y posiblemente otros efectos no lineales en la fibra microestructurada.

Es posible que la fibra tenga defectos de fabricación, al no ser de grado comercial. Además, cabe mencionar que aunque la susceptibilidad de tercer orden  $\chi^{(3)}$  es pequeña en sílice, material del cual está fabricada la fibra óptica, se tiene una longitud de interacción importante, lo que contribuye al ensanchamiento del espectro. También debe considerarse el hecho de que la longitud de onda de bombeo está cerca de  $\lambda_{ZD}$ .

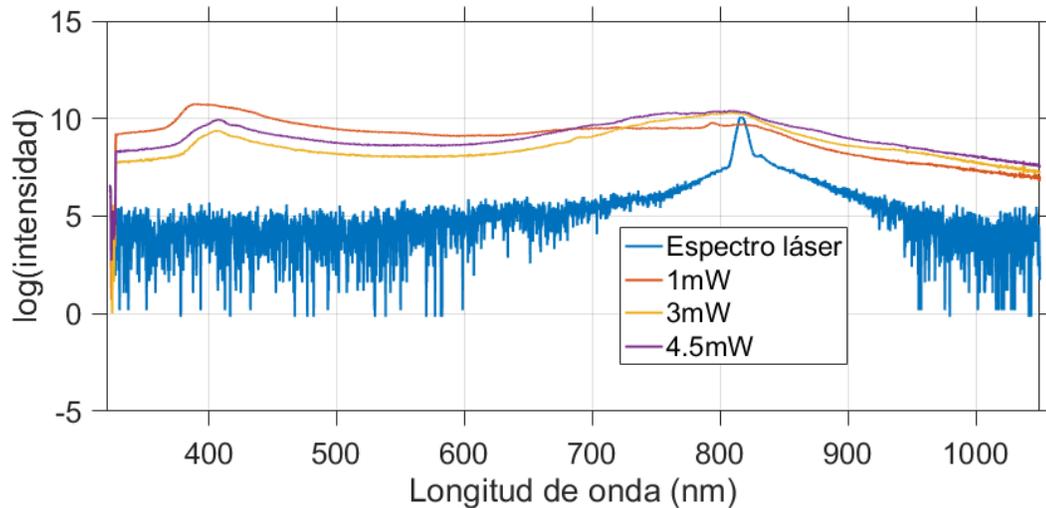


Figura 23: Resultado de medir el espectro a la entrada y a la salida de la fibra CIO-b variando la potencia acoplada a esta.

## 5.2. SFWM en fibra microestructurada

Los resultados de SPM descritos en la sección anterior sugieren que la fibra CIO-b tiene una no linealidad alta, por lo cual se esperaba la generación de señales SFWM. No obstante, esto no fue posible. Como se menciona en el capítulo anterior, las mediciones de SFWM son al nivel de fotones individuales y se pudo identificar que la fibra CIO-b tiene defectos de fabricación. A lo largo de la fibra se pudieron apreciar varios puntos brillantes como el que se observan en la Figura 24, las cuales son indicio de que por dentro hay irregularidades en la fibra. Esta puede ser la razón principal por la cual no se pudo observar SFWM en esta fibra, pues puede ser que, aunque se genere un par de fotones, estos sean esparcidos en alguno de esos puntos y siendo un experimento con mediciones de fotones individuales esto constituye un aspecto crítico.

Una fibra microestructurada de grado comercial debe permitir hacer un experimento que permita ver SFWM. Se usó entonces la fibra NL-1.8-730 de Thorlabs para observar SFWM. En la Figura 25 se puede observar una fotografía de la sección transversal de esta fibra. Además, el fabricante da los siguientes datos: es altamente no lineal, con un coeficiente no lineal de  $122 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ , su longitud de onda de cero dispersión está en  $730 \pm 5 \text{ nm}$ , tiene un diámetro de  $1.8 \pm 0.1 \mu\text{m}$  y la fracción de llenado es de  $> 88\%$  (datos obtenidos de Thorlabs (2018)).

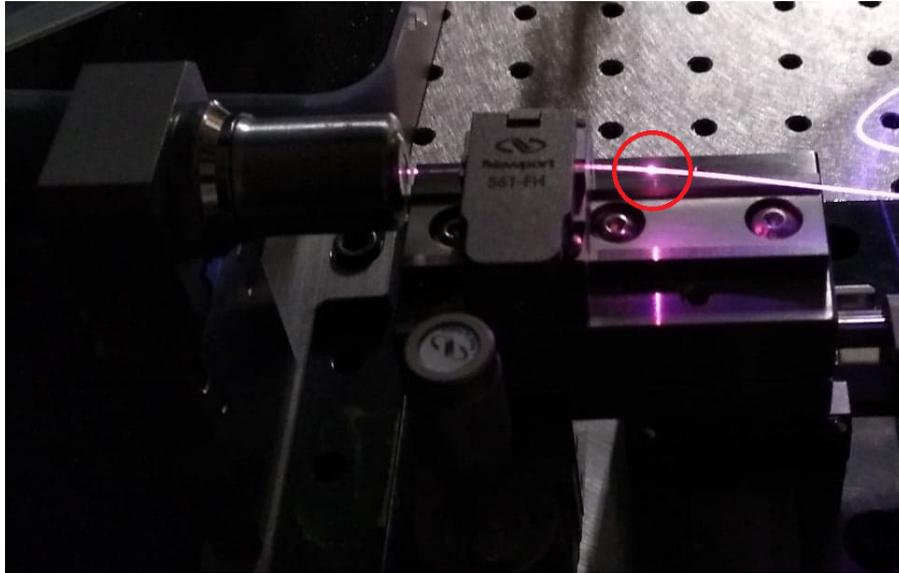


Figura 24: Fotografía de un defecto de fabricación (encerrado en rojo) en la fibra microestructurada CIO-b.

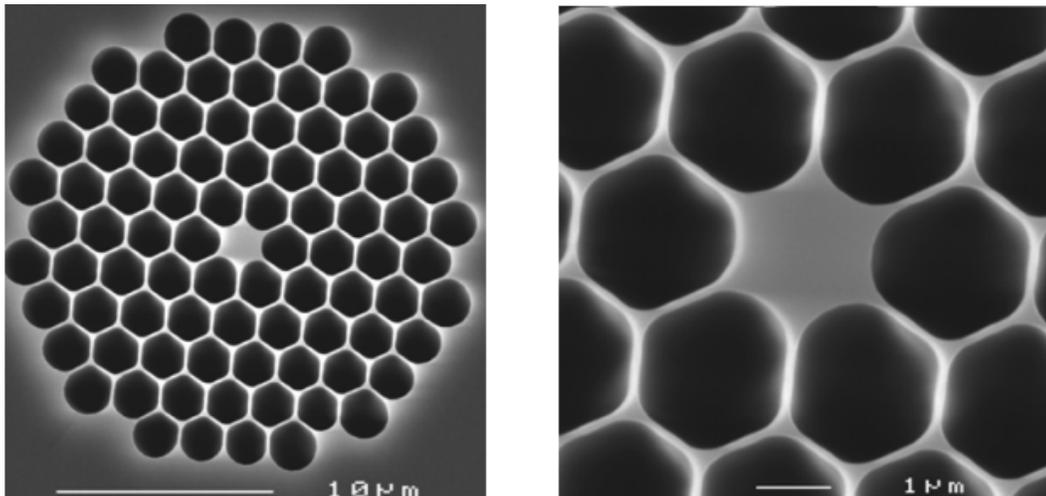
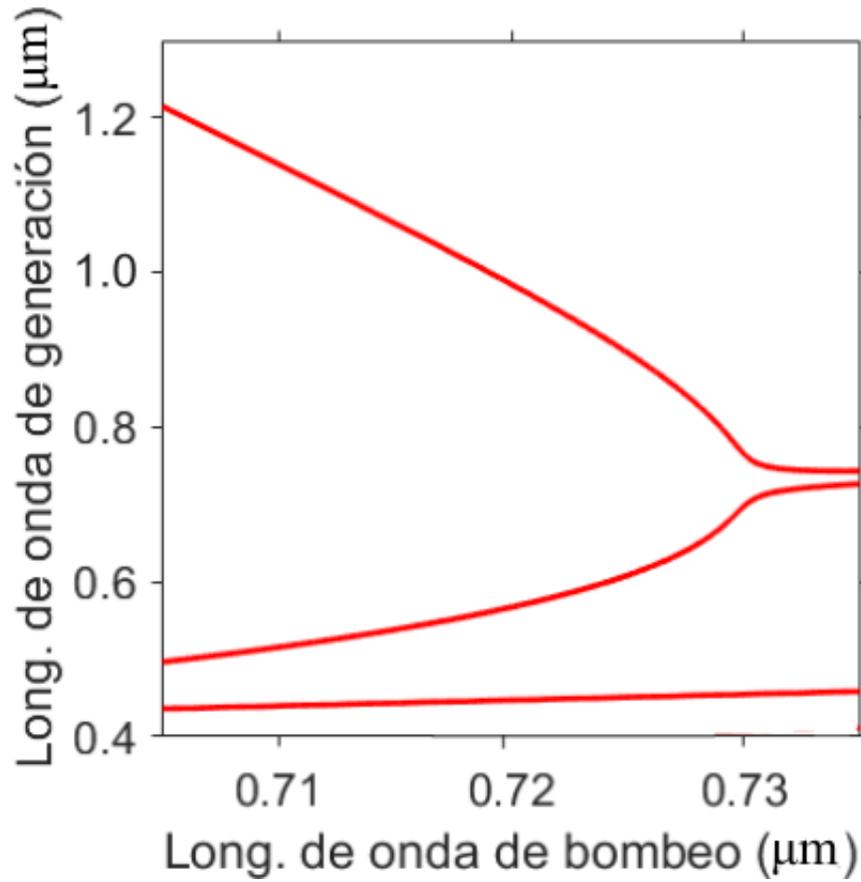


Figura 25: Imagen de la sección transversal de la fibra NL-1.8-730 de Thorlabs. Imagen obtenida de Thorlabs (2018)

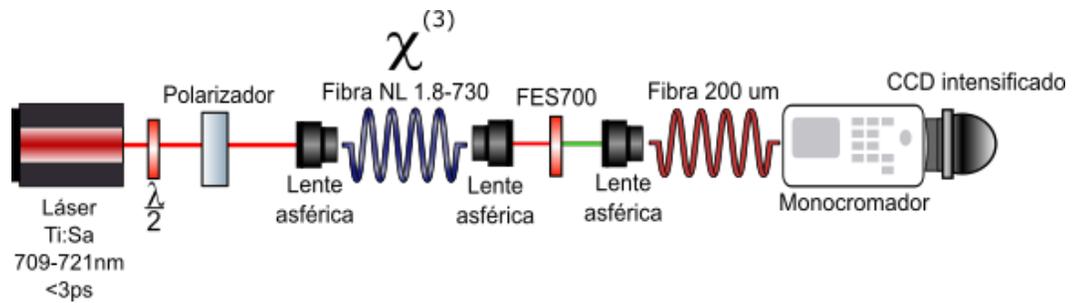
A partir de los datos conocidos, se calculó la dispersión de la fibra, usando el método aproximado de perfil de índice escalonado (Agrawal, 2012). Esto es importante porque, como se ha mencionado anteriormente, es necesario conocer las longitudes de onda a las cuales se satisface el empatamiento de fases (ver capítulo 2), para lo que es necesario conocer la dispersión o el índice efectivo de los modos guiados por la fibra. El diagrama de empatamiento de fases en su primera iteración se presenta en la Figura 26 (línea roja). A partir de esta aproximación pudo hacerse el diseño del experimento para medir SFWM en la fibra NL-1.8-730.

El experimento consta de un láser de pulsos cortos Mira 900-P de Titanio:Zafiro, que es sinto-



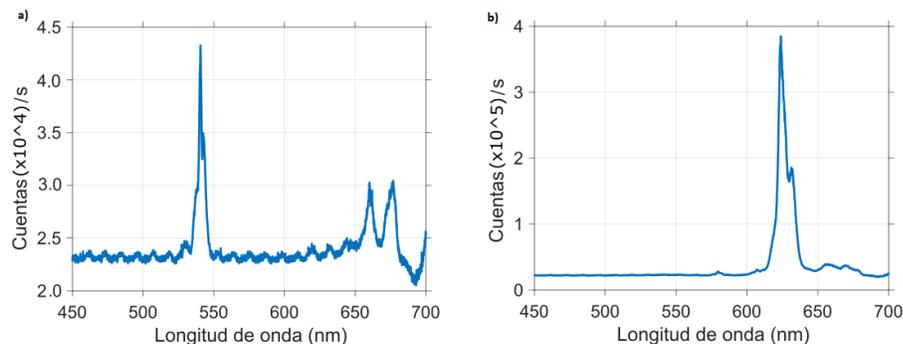
**Figura 26: Diagrama de empatamiento de fases para una dispersión aproximada calculada a partir del modelo de índice escalonado.**

nizable desde 700 hasta 980  $nm$  y emite pulsos de duración menores a 3  $ps$ , tiene una frecuencia de repetición de 76  $MHz$ , y potencia promedio máxima de 650  $mW$ , seguido de una lente esférica que sirve como sistema de acoplamiento de luz al medio guiado, en este caso es la fibra microestructurada NL-1.8-730 de Thorlabs. A la salida de la fibra microestructurada se coloca una lente esférica para colimar el haz de luz, seguido de un filtro pasabajos de 700  $nm$  para eliminar los fotones del bombeo. Finalmente, se acoplan los fotones que pasan a través del filtro a una fibra de Silicio de 200  $\mu m$  de diámetro, para guiarlos hasta un espectrógrafo ANDOR Shamrock-750, con apertura de F/9.7, con movimiento de rejilla motorizado y rejilla de difracción SR5-GRT-0600-0500 de 600  $líneas/mm$ . El espectrógrafo tiene una salida conectada a una CCD intensificada iStar CCD 334T de banda ancha, con sensibilidad desde el ultravioleta hasta el infrarrojo cercano (NIR). El diagrama experimental se puede observar en la Figura 27. Se espera que a la salida de la fibra NL-1.8-730 se tengan parejas de fotones generadas por SFWM. Para asegurar que se están midiendo los fotones generados se usa, en este caso, un filtro que sólo deja pasar fotones que estén por debajo de 700  $nm$ , quitando así las cuentas de fotones que provienen del bombeo.



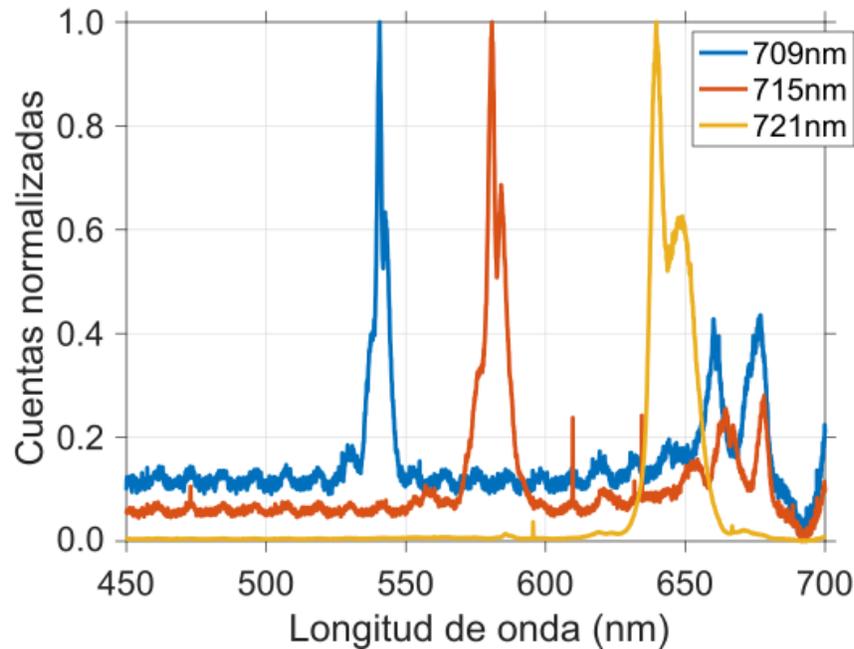
**Figura 27: Diagrama experimental usado para observar SFWM por la interacción del haz láser de pulsos cortos con una fibra microestructurada.**

La cámara intensificada es capaz de registrar cuentas de fotones que llegan a las longitudes de onda en el rango que se quiera. En este caso, se pudieron obtener espectros a la salida de la fibra en el rango de 450 a 700  $nm$ . De esta forma la suma de las cuentas para cada longitud de onda nos da espectros como los que se observan en la Figura 28. En esta Figura se muestran los espectros medidos con el láser de bombeo a 709  $nm$  (a) y a 720  $nm$  (b). Como se puede observar de la Figura 29, la señal más intensa se desplaza conforme el bombeo se desintoniza. Las señales con menos intensidad que aparecen en la Figura 28 (a) pueden deberse al proceso de esparcimiento Raman espontáneo, pues estas se presentan cerca de las longitudes de onda de bombeo y disminuyen al aumentar la longitud de onda de bombeo.



**Figura 28: Espectros de SFWM medidos con la CCD iStar bombeando con a)709 nm y b)720 nm.**

En la Figura 30 se pueden observar las longitudes de onda centrales de los espectros medidos en azul claro. A cada característica espectral medida se le aplicó un ajuste gaussiano, tomando como longitud de onda central de cada señal la correspondiente al punto máximo de cada ajuste, y su barra de error como el ancho FWHM del mismo ajuste. En naranja se pueden ver las longitudes de onda del fotón acompañante para cada señal medida, las cuales son calculadas a partir de las longitudes de onda de bombeo y señal invocando la conservación de la energía en el proceso de SFWM. Estas señales no se alcanzan a observar con la cámara, aún sin el filtro pasabajos,



**Figura 29: Espectros de SFWM medidos con la CCD iStar bombeando a 709 nm, 715 nm y 721 nm.**

pues la combinación de esta con la rejilla usada en las mediciones es muy poco eficiente en el infrarrojo. En la misma Figura se muestra un nuevo diagrama de empatamiento de fases, calculado haciendo uso del método de índice escalonado, como se hizo para la Figura 26, pero usando los datos de las señales medidas. Esto se hizo usando el modelo para calcular la dispersión de la PCF y explorando en un espacio amplio de parámetros  $r, f$  (radio de la fibra y fracción de llenado, respectivamente), hasta obtener una dispersión que describa lo mejor posible los puntos experimentales. Los valores que mejor explican los datos experimentales son: un radio de  $0.978 \mu\text{m}$  y una fracción de llenado de  $85.2\%$ . Al comparar estos valores con los reportados por el fabricante (radio de  $0.9 \mu\text{m}$  y fracción de llenado de  $88\%$ ) notamos que el valor del radio, inferido desde los resultados experimentales y el método numérico aproximado para evaluar la dispersión, difiere en un  $8.6\%$  y la fracción de llenado difiere en  $2.8\%$ ; diferencias que son aceptables considerando que no se está usando un modelo de la dispersión de la fibra más preciso.

Cabe mencionar que se intentaron detectar las señales acompañantes de cada señal medida, sin embargo resulta complicado medir estas frecuencias debido a la región espectral en la que se encuentran y el equipo disponible. No obstante, para una longitud de bombeo de  $719 \text{ nm}$  fue posible observar las dos señales de generación, una centrada en  $607 \text{ nm}$  y la otra en  $882 \text{ nm}$ , usando un filtro pasabajos de  $700 \text{ nm}$  y un filtro pasalargos de  $850 \text{ nm}$  respectivamente durante el experimento, las cuales satisfacen la conservación de energía, evidenciando que en efecto

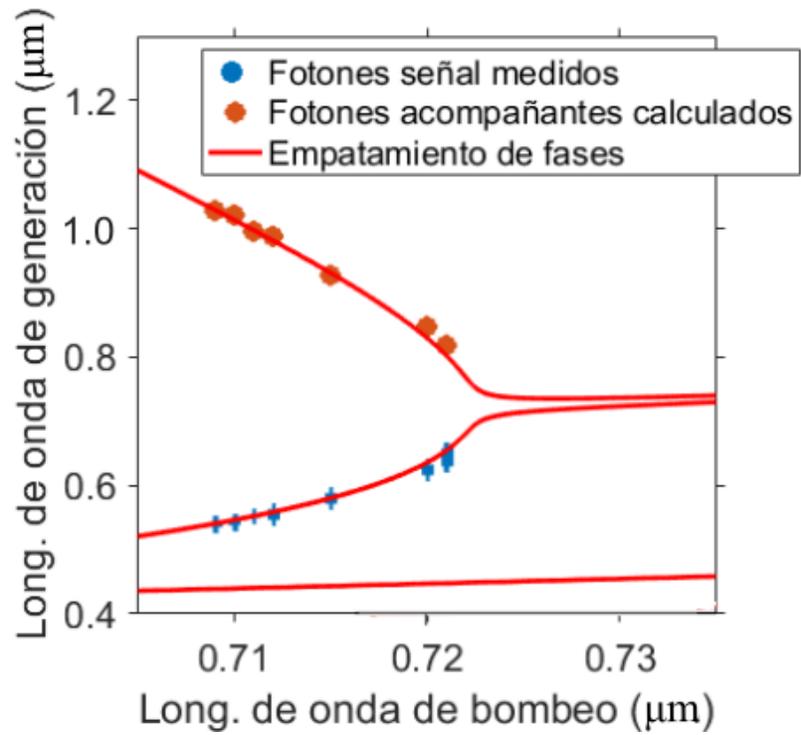


Figura 30: Longitudes de onda generadas por SFWM medidos (azul claro). Las longitudes de onda acompañantes calculadas por conservación de energía (naranja). Diagrama de empatamiento de fases calculado a partir de los valores para el radio de la fibra y su fracción de llenado que explican las mediciones experimentales.

proviene del proceso de SFWM.

## Capítulo 6. Conclusiones

---

En este trabajo se estudió teórica y experimentalmente la respuesta no lineal de tercer orden a partir de dos fenómenos no lineales principalmente, que son la automodulación de fase y el mezclado de cuatro ondas espontáneo. Esto se hizo para guías de onda de canal basadas en nanopartículas metálicas, específicamente, de Ag, así como en fibras microestructuradas o de cristal fotónico.

En lo que respecta a guías de onda de canal basadas en nanopartículas de Ag, el estudio teórico consiste en dar solución numérica a la ecuación no lineal de Schrödinger, la cual describe la propagación de un pulso de luz en una guía de onda. El resultado del estudio teórico indica que se debe obtener un ensanchamiento espectral del pulso del orden de todo el visible e infrarrojo cercano (desde  $500 \text{ nm}$  hasta  $1200 \text{ nm}$ ), si se le acopla un pulso de luz de duración de alrededor de  $100 \text{ fs}$  a una guía de onda con las características de las estudiadas en este trabajo.

Experimentalmente, se obtuvo evidencia del fenómeno al observar un ensanchamiento espectral máximo de  $25.3 \text{ nm}$  de un pulso de luz incidente en una guía de dimensiones  $2 \times 10 \mu\text{m}^2$  en la sección transversal, en comparación con el ancho espectral del pulso del láser a la entrada de la guía, que es de  $8 \text{ nm}$ . Cabe mencionar que la eficiencia de acoplamiento de luz del láser a la guía de onda nunca superó el 5%.

Haciendo un estudio a fondo de las muestras, se concluyó que debido a la pobre eficiencia de acoplamiento, pérdidas dentro de la guía de onda, el hecho de que las guías son altamente multimodales y los defectos en las mismas, los cuales pueden ser de fábrica o daño inducido por las altas potencias usadas en el experimento, no se pudieron obtener los resultados que predice la teoría. Debido a estas complicaciones, se tomó la decisión de hacer el estudio teórico y experimental, usando las herramientas ya estudiadas, en otro tipo de medios guiados con no linealidad alta: fibras ópticas microestructuradas.

Se estudió teóricamente el fenómeno de mezclado de cuatro ondas en guías de onda de canal basadas en nanopartículas de Ag. Se obtuvieron diagramas de empatamiento de fases para todas las configuraciones de polarización posibles para los modos acoplados en las guías de onda. El estudio experimental de mezclado de cuatro ondas no se llevó a cabo debido a los defectos presentes en las guías de onda, las pérdidas de estas y el hecho de que son altamente multimodales, pues esto dificulta en gran medida la posibilidad de ver mezclado de cuatro ondas, pues la naturaleza de este experimento exige mediciones al nivel de fotones individuales.

Como complemento, se hizo una propuesta de un diseño de guía de canal de geometría 'ridge' o escalonada, que puede ser fabricada por el método de multi-implantación de iones, la cual permitiría la implementación eficiente del proceso de mezclado de cuatro ondas espontáneo, obteniendo en teoría parejas de fotones espaciados por  $350 \text{ nm}$  entre sí y en longitudes de onda que se pueden medir con los detectores que existen actualmente en el laboratorio. Esto puede implementarse en un trabajo futuro, así como la mejora en el sistema de acoplamiento de luz del láser a las guías de onda.

Se estudiaron teórica y experimentalmente los efectos no lineales de automodulación de fase y mezclado de cuatro ondas en fibras de cristal fotónico o microestructuradas. Se acopló luz de un láser de pulsos de femtosegundos a una fibra microestructurada hecha en el Centro de Investigaciones en Óptica, y se obtuvo un ensanchamiento promedio de  $450 \text{ nm}$ , lo cual indica que se tiene automodulación de fase en la fibra. Se acopló luz de un láser de pulsos de picosegundos a esta fibra, con el fin de observar mezclado de cuatro ondas, pero no se obtuvieron resultados favorables. Esto puede deberse a que la fibra no es de grado comercial y tiene defectos de fabricación.

Se usó una fibra de grado comercial, NL-1.8-730 marca Thorlabs, para observar mezclado de cuatro ondas. Se hizo un estudio teórico usando la aproximación de fibra con perfil de índice escalonado, para calcular la dispersión de esta fibra, dato que no proporciona el fabricante, a partir de la cual se evaluaron diagramas de empatamiento de fase que indican dónde se pueden observar parejas de fotones generadas por mezclado de cuatro ondas. Se le acopló luz de un láser de pulsos de alrededor de  $3 \text{ ps}$  a diferentes longitudes de onda central y se observaron espectros a la salida de la fibra que siguen cualitativamente la predicción teórica. Se hizo el cálculo de la dispersión para diferentes valores del radio de la fibra y la fracción de llenado de la misma, usando de nuevo la aproximación de perfil de índice escalonado hasta obtener una dispersión que explique cuantitativamente los datos obtenidos a partir del experimento. Se obtuvieron resultados para la generación de mezclado de cuatro ondas espontáneo. Usando la información de las longitudes de onda generadas, se pudo obtener información sobre el radio del núcleo de la fibra y la fracción de llenado real de la fibra usada, los cuales difieren en el radio en  $8.6\%$  y en la fracción de llenado  $2.8\%$  de los datos que da el fabricante.

A pesar de las complicaciones que se tuvieron en la práctica con las guías de onda de canal con nanopartículas de plata, estas presentan una no linealidad alta, por lo que es de interés seguir estudiando la posibilidad de eliminar los defectos y así fabricar mejores guías de onda de canal por este método, con la finalidad de eventualmente tener dispositivos integrados de conmutación

óptica que usen este tipo de guías.

## Literatura citada

- Agrawal, G. (2012). *Nonlinear Fiber Optics Fifth Edition*. Academic Press.
- Birks, T. A., Knight, J. C., y Russell, P. S. J. (1997). Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, **22**(13): 961–963.
- Bloembergen, N. (2000). Nonlinear optics: past, present, and future. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **6**(6): 876–880.
- Boyd, R. W. (2008). *Nonlinear Optics*. Academic Press.
- Broderick, N. G. R., Monroe, T. M., Bennett, P. J., y Richardson, D. J. (1999). Nonlinearity in holey optical fibers: measurement and future opportunities. *Opt. Lett.*, **24**(20): 1395–1397.
- Can-Uc, B. and Rangel-Rojo, R., Márquez, H., Rodríguez-Fernández, L., y Oliver, A. (2015). Nanoparticle containing channel waveguides produced by a multi-energy masked ion-implantation process. *Opt. Express*, **23**: 3176–3185.
- Corona, M., Garay-Palmett, K., y U'Ren, A. B. (2011). Third-order spontaneous parametric down-conversion in thin optical fibers as a photon-triplet source. *Phys. Rev. A*, **84**: 033823.
- Diels, J.-C. y Rudolph, W. (2006). *Ultrashort Laser Pulse Phenomena Second Edition*. Academic Press.
- Florentino, M., Voss, P. L., Sharping, J. E., y Kumar, P. (2002). All-fiber photon-pair source for quantum communications. *IEEE Photonics Technology Letters*, **14**(7): 983–985.
- Garay-Palmett, K. (2009). *Propiedades de enlazamiento espectral de parejas de fotones generadas por mezclado de cuatro ondas espontáneo en fibra óptica*. Tesis de doctorado, CICESE.
- Garay-Palmett, K., McGuinness, H. J., Cohen, O., Lundeen, J. S., Rangel-Rojo, R., U'Ren, A. B., Raymer, M. G., McKinstrie, C. J., Radic, S., y Walmsley, I. A. (2007). Photon pair-state preparation with tailored spectral properties by spontaneous four-wave mixing in photonic-crystal fiber. *Opt. Express*, **15**: 14870–14886.
- Garay-Palmett, K., Corona, M., y U'Ren, A. (2013). Spontaneous parametric processes in optical fibers: a comparison. *Revista Mexicana de Física*, **57**.
- Garmire, E. (2013). Nonlinear optics in daily life. *Opt. Express*, **21**(25): 30532–30544.
- Genty, G., Lehtonen, M., Ludvigsen, H., Broeng, J., y Kaivola, M. (2002). Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers. *Opt. Express*, **10**(20): 1083–1098.
- Ginés, L. (2018). Free simulation software: Te2-mode in a graded-index diffused waveguide.
- Harris, S. E., Oshman, M. K., y Byer, R. L. (1967). Observation of tunable optical parametric fluorescence. *Phys. Rev. Lett.*, **18**: 732–734.
- Hermann, A. H. y Melcher, J. R. (1989). *Electromagnetic Fields and Energy*. Prentice-Hall.
- Jennewein, T., Simon, C., Weihs, G., Weinfurter, H., y Zeilinger, A. (2000). Quantum cryptography with entangled photons. *Phys. Rev. Lett.*, **84**: 4729–4732.
- Kok, P., Munro, W. J., Nemoto, K., Ralph, T. C., Dowling, J. P., y Milburn, G. J. (2007). Linear optical quantum computing with photonic qubits. *Rev. Mod. Phys.*, **79**: 135–174.

- Kreibig, U. y Vollmer, M. (1995). *Optical Properties of Metal Clusters*. Springer.
- Licea Rodríguez, J. (2008). *Fuente sintonizable de pulsos ultracortos en el infrarrojo mediante propagación no lineal en fibras micro-estructuradas*. Tesis de maestría, CICESE.
- Márquez Becerra, H., Vázquez, G. V., Lizárraga-Medina, E. G., Rangel-Rojo, R., Salazar, D., y Oliver, A. (2017). Development of optical waveguides through multiple-energy ion implantations. En: I. Ahmad (ed.), *Ion Implantation - Research and Application*. InTech, capítulo 5, pp. 101–119.
- Olsson, B. E. y Blumenthal, D. J. (2001). Wdm to otdm multiplexing using an ultrafast all-optical wavelength converter. *IEEE Photonics Technology Letters*, **13**: 1005 – 1007.
- Rangel-Rojo, R., McCarthy, J., Bookey, H. T., Kar, A. K., Rodriguez-Fernandez, L., Cheang-Wing, J., Crespo-Sosa, A., Lopez-Suarez, A., Oliver, A., Rodriguez-Iglesias, V., y Silva-Pereyra, H. G. (2009). Anisotropy in the nonlinear absorption of elongated silver nanoparticles in silica, probed by femtosecond pulses. *Optics Communications*, **282**: 1909–1912.
- Sánchez Esquivel, H. (2017). *Optica no lineal y dispositivos fotónicos basados en nanopartículas metálicas embebidas en diferentes medios*. Tesis de doctorado, CICESE.
- Stepanov, A. (2011). Nonlinear optical properties of implanted metal nanoparticles in various transparent matrixes: a review. *Reviews on advanced materials science*, pp. 115–145.
- Thorlabs (2018). Página web de thorlabs.
- Tucker, R. S., Eisenstein, G., y Korotky, S. K. (1988). Optical time-division multiplexing for very high bit-rate transmission. *Journal of Lightwave Technology*, **6**(11): 1737–1749.
- US Naval Research, L. (2018). Sem micrographs of a photonic-crystal fiber.
- Wadsworth, W. J., Ortigosa-Blanch, A., Knight, J. C., Birks, T. A., Martin Man, T.-P., y Russell, P. S. J. (2002). Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**(9): 2148–2155.
- Yariv, A. (1985). *Optical Electronics 3rd Edition*. Holt Rinehart Winston.
- Zhao, J.-H., Liu, X.-H., Huang, Q., Liu, P., y Wang, X.-L. (2010). Lithium niobate ridge waveguides fabricated by ion implantation followed by ion beam etching. *J. Lightwave Technol.*, **28**(13): 1913–1916.