



CENTRO DE INVESTIGACIONES  
EN ÓPTICA, A.C.

# CARACTERIZACIÓN DE UNA FIBRA ÓPTICA MONOMODAL BAJO LA GANANCIA RAMAN



MAESTRÍA EN CIENCIAS (ÓPTICA)

***Asesor:***

*Efraín Mejía Beltrán*

***Estudiante:***

*Lic. en Física Alvaro Abdiel Guerra Him*

*Diciembre 2019*

*León, Guanajuato, México*

# CARACTERIZACIÓN DE UNA FIBRA ÓPTICA MONOMODAL BAJO LA GANANCIA RAMAN

**Lic. en Física Alvaro Abdiel Guerra Him**

Tesis presentada como requisito parcial para optar al título de:  
**Maestro en Ciencias (Óptica)**

Director de Tesis:  
**Dr. Efraín Mejía Beltrán**

**Línea de Investigación:**  
Fibras Ópticas y Láseres

**Grupo de Investigación:**  
Fibras Ópticas

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA  
FIBRAS ÓPTICAS Y LÁSERES  
LEÓN, GUANAJUATO, MÉXICO  
DICIEMBRE 2019

# *Dedicatoria*

*Este trabajo está dedicado a: Francisco Guerra,  
Agueda de Guerra, Luz Guerra, Griselda Cortéz  
y Kenia Rodríguez.*

## Agradecimientos

*Primeramente, le agradezco a Dios por haberme guiado en esta nueva etapa académica que conllevó nuevos retos y conocimientos, permitiéndome concluirla con éxitos.*

*Le agradezco infinitamente con todo mi ser, mi corazón y alma a mi familia que siempre me ha apoyado incondicionalmente y más en esta nueva etapa de mi vida en la que tuve que realizar mis estudios muy lejos de ellos y nuevamente, les agradezco por todo.*

*También le agradezco enormemente al Dr. Efraín por su apoyo y haberme dado la oportunidad de realizar este proyecto con él; así como agradecerle las diversas enseñanzas académicas, profesionales y como persona, que me brindó como investigador y profesor.*

*Le agradezco muchísimo a la Dra. Maribel Juárez, al MSc. Oscar Ballesteros y al Ing. Miguel Ramírez por el apoyo y las enseñanzas que me brindaron para culminar con éxitos este proyecto.*

*Finalmente, le agradezco a mis amigos y compañeros del CIO por haberme apoyado a lo largo de estos dos años de arduo estudio.*

---

## Agradecimientos Institucionales



Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo otorgado mediante la beca de maestría (CVU/becario No. 888920) y el proyecto CB-2011-01/166740, los cuales permitieron financiar y consecuentemente obtener los resultados necesarios para la elaboración del presente trabajo.



Agradezco al Centro de Investigaciones en Óptica por darme la oportunidad de realizarme profesionalmente dentro de sus instalaciones, ayudándome a desarrollar destrezas y habilidades de pensamiento científico. Principalmente estoy agradecido con el CIO por permitirme utilizar completamente la infraestructura y los equipos necesarios para desarrollar la presente tesis.

## Resumen

En esta tesis se generó el efecto Raman en una fibra óptica monomodal Nufern 980-HP ( $L = 1$  km) obteniéndose el comportamiento de la potencia de bombeo residual y del primer Stokes en función de la potencia acoplada. A partir de ello, se realizó un estudio en la región lineal (antes de generar el efecto Raman) y en la región umbral, es decir, justo donde empieza el efecto Raman. En la región lineal se obtuvo el coeficiente de atenuación y la eficiencia de acoplamiento para dicha fibra y los resultados obtenidos fueron comparados con un método clásico de caracterización como lo es la técnica de corte hacia atrás (cut-back technique). En la región umbral, se obtuvo la eficiencia de ganancia Raman, la potencia Raman espontánea y estimulada que llega al kilómetro para dicha fibra de prueba. También se obtuvo el parámetro de generación Raman el cual nos indica la capacidad que tiene la fibra de prueba para generar esparcimiento Raman espontáneo cuando se le acopla 1 W de potencia.

La generación del efecto Raman se dio por medio de un sistema óptico que cuenta con un aislador óptico con el fin de aislar, totalmente, la fibra de prueba del haz de bombeo para tener un experimento “altamente controlado”. El haz de bombeo es un láser basado en fibra dopado con Iterbio que emite a una longitud de onda de 1064 nm y es variado de 0 W a 7 W. Además, a la fibra óptica de prueba se le aplicó la técnica de empalme por fusión para acoplar a sus extremos fibras muy cortas multimodales con núcleos muy grandes con el fin de disminuir considerablemente las reflexiones de Fresnel.

Por último, se presenta la simulación del efecto Raman como método de predicción a partir de la resolución de las ecuaciones acopladas de propagación con el método numérico de Runge-Kutta de cuarto orden y, posteriormente, compararlas con las obtenidas experimentalmente.

# Contenido General

<b>Agradecimientos</b>	<b>III</b>
<b>Resumen</b>	<b>v</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>vii</b>
<b>Lista de Tablas</b>	<b>ix</b>
<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>1. Generalidades de las Fibras Ópticas</b>	<b>3</b>
1.1. Principio de Funcionamiento de las Fibras Ópticas . . . . .	3
1.2. Clasificación de las Fibras Ópticas . . . . .	4
1.3. Parámetros que caracterizan las Fibras Ópticas . . . . .	5
1.3.1. Abertura Numérica . . . . .	5
1.3.2. Pérdidas por Atenuación . . . . .	7
1.3.2.1. Pérdidas Intrínsecas . . . . .	8
1.3.2.2. Pérdidas Extrínsecas . . . . .	9
1.3.2.3. Pérdidas por Flexión . . . . .	10
1.3.3. Eficiencia de Acoplamiento . . . . .	11
1.3.4. Métodos convencionales de caracterización de Fibras Ópticas . .	11
<b>2. Esparcimiento Raman en Fibras Ópticas</b>	<b>17</b>
2.1. Introducción . . . . .	17
2.2. Esparcimiento Raman Espontáneo . . . . .	18
2.3. Esparcimiento Raman Estimulado . . . . .	22
2.4. Espectro de Ganancia Raman . . . . .	22

---

<b>3. Método Experimental, Resultados y Análisis</b>	<b>27</b>
3.1. Descripción del Arreglo Experimental . . . . .	27
3.2. Procedimiento Experimental . . . . .	32
3.3. Resultados y Análisis . . . . .	32
<b>4. Conclusiones, Recomendaciones y Trabajos a Futuro</b>	<b>45</b>
4.1. Conclusiones . . . . .	45
4.2. Recomendaciones . . . . .	46
4.3. Trabajos a Futuro . . . . .	46
<b>Bibliografía</b>	<b>47</b>



# Lista de Figuras

<b>1-1.</b>	Diagrama esquemático de una fibra óptica. . . . .	4
<b>1-2.</b>	Diagrama esquemático de la Abertura Numérica. . . . .	6
<b>1-3.</b>	Diagrama esquemático del método de medición de campo lejano. . . . .	13
<b>1-4.</b>	Diagrama esquemático del método de corte. . . . .	14
<b>1-5.</b>	Diagrama esquemático del método de retro-esparcimiento Rayleigh. . . . .	15
<b>2-1.</b>	Diagrama esquemático del esparcimiento Raman. a) Esparcimiento Raman Stokes y b) Esparcimiento Raman anti-Stokes. Las flechas verdes son las energías del estado vibracional, la flecha naranja es el fotón dispersado Stokes y la flecha mostaza es el fotón dispersado anti-Stokes. . . . .	21
<b>3-1.</b>	Diagrama experimental para la caracterización de la fibra óptica monomodal Nufern 980-HP bajo la Ganancia Raman. . . . .	28
<b>3-2.</b>	Diagrama esquemático para la disminución de las reflexiones de Fresnel con una fibra óptica multimodal con una longitud $\approx 350 \mu\text{m}$ y un núcleo de $\approx 60 \mu\text{m}$ de diámetro, vista desde la punta de salida de la FOP. . . . .	29
<b>3-3.</b>	Diagrama esquemático del funcionamiento del aislador óptico, a) Caso 1: interacción de la onda incidente con el aislador óptico; b) Caso 2: interacción de la onda reflejada con el aislador óptico . . . . .	31
<b>3-4.</b>	Umbral de generación del primer Stokes con una potencia acoplada de 1.61 W a una longitud de onda de 1115.79 nm. . . . .	35
<b>3-5.</b>	Evolución del primer Stokes en función de la potencia acoplada . . . . .	36
<b>3-6.</b>	Determinación del ángulo entre la potencia de salida y la potencia acoplada en la región lineal del efecto Raman. . . . .	37
<b>3-7.</b>	Diagrama esquemático del WDM para obtener los espectros de intensidad en el umbral. . . . .	40

---

<b>3-8.</b> Espectro de intensidad en el umbral para tres potencias de bombeo para la fibra óptica monomodal Nufern 980-HP. . . . .	40
<b>3-9.</b> Comparación de la curva teórica con la experimental en la evolución del primer Stokes en función de la potencia de acoplamiento . . . . .	44
<b>3-10.</b> Gráfico de conservación de energía. . . . .	44

# Lista de Tablas

<b>3-1.</b> Mediciones de las potencias de salida para 1 km y 1 m de longitud de fibra con la técnica de corte hacia atrás y el cálculo del coeficiente de atenuación. . . . .	33
<b>3-2.</b> Mediciones de las potencias de entrada y salida para la fibra de 1 m con la técnica de corte hacia atrás y el cálculo de la eficiencia de acoplamiento. . . . .	33
<b>3-3.</b> Medición de la potencia a la entrada y a la salida de cada elemento óptico del arreglo experimental con sus respectivas transmitancias. . . . .	34
<b>3-4.</b> Mediciones de las potencias $P_s$ y $P_{in}$ para la FOP de 1 km con el método por efecto Raman y el cálculo del coeficiente de atenuación y la eficiencia de acoplamiento. . . . .	38
<b>3-5.</b> Comparación entre la técnica de corte hacia atrás y el análisis de la región lineal de la figura 3-5. . . . .	39
<b>3-6.</b> Datos obtenidos de los espectros de intensidad espontáneos en el umbral a diferentes potencias de bombeo. . . . .	41
<b>3-7.</b> Potencias y transmitancias del esparcimiento Raman estimulado y espontáneo a la salida de la FOP en el umbral. . . . .	42
<b>3-8.</b> Variables constantes utilizadas en la simulación de la evolución del Primer Stokes. . . . .	43

# Introducción

Existen variados métodos para la medición de diversos parámetros característicos de una fibra óptica y en ellos siempre se busca satisfacer la precisión, repetibilidad y facilidad en las mediciones. Por ejemplo, un parámetro esencial en una fibra óptica es el coeficiente de atenuación y para ello existen dos técnicas que son las más utilizadas, la técnica de corte hacia atrás y el OTDR (Optical Time Domain Reflectometer). La técnica de corte hacia atrás presenta la desventaja que es método destructivo que, además, requiere que la totalidad de la fibra esté enrollada en el laboratorio, aunque es muy preciso y confiable; no obstante, el corte de fibra para cada medición conlleva a un aumento de costos para la reposición de la misma. Por otro lado, el OTDR se basa en la retrodispersión del haz y es superior a otras técnicas desde el punto de vista que es no destructiva y la medición de acceso a un solo extremo de la fibra con la ventaja que la fibra puede estar instalada en un sistema de comunicación. Sin embargo, la luz retrodispersada es extremadamente débil, y el equipo requerido para la técnica se vuelve relativamente costoso para mejorar su rango dinámico mediante el uso de un promediador “boxcar” [27].

Esta tesis presenta la caracterización de una fibra óptica monomodal a partir del comportamiento de la potencia de bombeo residual y del primer Stokes en función de la potencia acoplada en la región lineal, es decir, antes de generar el efecto Raman. Sea de paso, dicho efecto es un fenómeno óptico que consiste en la interacción de ondas incidentes con las moléculas del medio de propagación, dando origen a ondas esparcidas con mayor o menor energía con respecto a las ondas incidentes. Las ondas esparcidas que poseen mayor energía son conocidas como ondas anti-Stokes y en el caso contrario, tenemos las ondas Stokes. Es característico que las ondas Stokes ocurran con mayor facilidad que las anti-Stokes cuando la fibra óptica se encuentra en equilibrio térmico, lo cual es el caso durante todo este proyecto.

La fibra óptica es el componente fundamental en casi cualquier sistema de comunicación óptica, sirviendo como medio por el cual la información viaja en forma de pulsos ópticos. Durante este viaje, dichos pulsos se ven atenuados y sufren pérdidas de potencia, siendo esto, como ya se dijo, una característica fundamental de la fibra y por ello cobra relevancia su caracterización. Además, permite el desarrollo y

verificación de diversas teorías para la predicción de otras propiedades de las fibras. Entre los parámetros característicos relevantes para el desarrollo de este estudio están los niveles de señal del Raman espontáneo, el coeficiente de atenuación y la ganancia Raman que serán descritos posteriormente y simulados.

Esta tesis cobra relevancia desde el punto de vista científico-tecnológico porque permite al mismo tiempo estudiar el fenómeno Raman y la obtención de los parámetros característicos de la fibra óptica en uso.

### **Objetivos**

- Realizar una caracterización a través de un experimento altamente controlado y que no sea perturbado por situaciones tales como: conexión con la fuente de bombeo y reflexiones de Fresnel.
- Empalmar en ambas puntas de la fibra de prueba una fracción pequeña de una fibra óptica multimodal por medio de la técnica de empalmado por fusión para disminuir las reflexiones de Fresnel.
- Obtener los valores numéricos de dichos parámetros característicos y compararlos con la técnica de corte hacia atrás para determinar su precisión y confiabilidad.
- Obtener datos confiables para su modelación.

# Capítulo 1

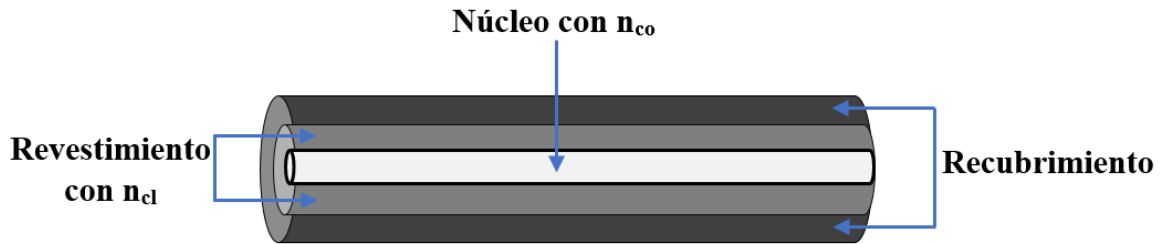
## Generalidades de las Fibras Ópticas

### 1.1. Principio de Funcionamiento de las Fibras Ópticas

La fibra óptica se puede definir como un filamento cilíndrico y flexible hecho de un material dieléctrico, generalmente de vidrio o plástico [18], para el guiado de ondas; en otras palabras, este filamento permite la propagación de ondas electromagnéticas a través de él. Básicamente, la fibra óptica está compuesta por tres regiones (figura 1-1), de las cuales las dos primeras son las regiones de importancia que permiten el confinamiento y propagación de la onda electromagnética en la fibra, estas partes son:

1. **Núcleo (core):** Es la región más interna que compone la fibra y es en ella en donde se confina y se propaga la onda electromagnética viajera. El núcleo está fabricado por un material dieléctrico que, generalmente, es vidrio de sílice puro ( $SiO_2$ ) dopado con óxido de Germanio ( $GeO_2$ ) u óxido de Fósforo ( $P_2O_5$ ) con el objetivo de aumentar su índice de refracción ( $n_{co}$ ) [2].
2. **Revestimiento (cladding):** Es la región que cubre y está en contacto con el núcleo. Está fabricado con el mismo material dieléctrico del núcleo con la diferencia que puede no estar dopado [18] o, bien, presentar dopantes, tales como Boro o Flúor [2]; en ambas situaciones el objetivo es que el índice de refracción del revestimiento ( $n_{cl}$ ) sea menor al del núcleo.
3. **Recubrimiento (coating):** Es un polímero protector que se encuentra en la parte más externa de la fibra y tiene la función de protegerla dándole resistencia

y evitando la abrasión y el daño físico causado por la exposición y manipulación ambiental durante el proceso de instalación [8].



**Figura 1-1:** Diagrama esquemático de una fibra óptica.

La Reflexión Total Interna es el fenómeno físico causante de que la onda electromagnética viajera queda confinada en el núcleo de la fibra. Este fenómeno ocurre por la diferencia de índices de refracción que existe en la interfaz núcleo-revestimiento y por el ángulo de incidencia que tiene la onda sobre la interfaz mencionada. Dicho ángulo es conocido como ángulo crítico y la diferencia entre los índices de refracción en la interfaz mencionada es del 1% [23].

## 1.2. Clasificación de las Fibras Ópticas

Las fibras ópticas se pueden clasificar en dos grupos: por el perfil del índice de refracción y por el número de modos de propagación en la fibra.

Según el perfil del índice de refracción, la fibra se puede clasificar en:

- 1. Fibra Óptica de Índice de Refracción Constante (Step-Index Fiber):**  
Este tipo de fibra se caracteriza por tener un índice de refracción constante tanto en el núcleo como en el revestimiento a lo largo de la fibra; por otro lado, también se caracteriza por tener un cambio abrupto en los índices de refracción en la interfaz núcleo-revestimiento [8].
- 2. Fibra Óptica de Índice de Refracción Variable (Graded-Index Fiber):**  
Este tipo de fibra se caracteriza por la variación gradual del índice de refracción del núcleo en función de la distancia radial, es decir,  $n_{co}(r)$ ; mientras que el índice de refracción del revestimiento permanece constante [8].

Según los modos de propagación y el número de modos en la fibra, la fibra se puede clasificar en:

1. **Fibra Óptica Monomodal (Single-Mode Fiber):** Este tipo de fibra se caracteriza por solo permitir un modo transversal de propagación y su patrón de emisión tiene un perfil gaussiano [18]. Este tipo de fibra posee un núcleo de diámetro bastante pequeño con un rango entre  $8 \mu\text{m}$  a  $10 \mu\text{m}$ , aproximadamente; además son muy utilizadas para la comunicación a grandes distancias [8].
2. **Fibra óptica Multimodal (Multi-Mode Fiber):** Este tipo de fibra se caracteriza por permitir la propagación de diversos modos transversales. Este tipo de fibra posee un núcleo de diámetro en un rango de  $50 \mu\text{m}$  a  $60 \mu\text{m}$ , aproximadamente; además son muy utilizadas para la comunicación a cortas distancias [8].

## 1.3. Parámetros que caracterizan las Fibras Ópticas

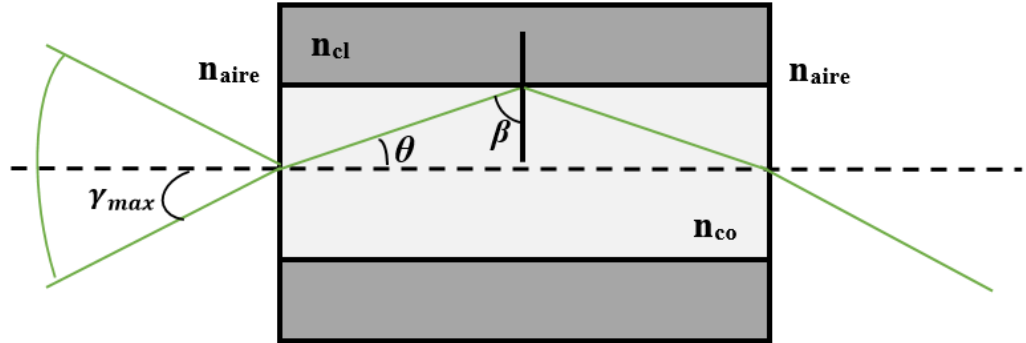
Como se mencionó anteriormente, la fibra óptica es una guía de onda; sin embargo, presenta características de importancia que permiten la transmisión efectiva de las señales guiadas. A continuación se explicarán los parámetros que caracterizan a una fibra óptica.

### 1.3.1. Abertura Numérica

La abertura numérica (AN) es una magnitud adimensional que físicamente se puede definir como el ángulo mínimo de aceptación de la fibra óptica [14] y que será convertida en modos guiados capaces de propagarse [16]. Además, es un parámetro muy importante y esencial para determinar la eficiencia de acoplamiento desde una fuente a la fibra, así como las pérdidas debido al desalineamiento en una unión por empalme [12].

En la figura 1-2 se presenta el diagrama esquemático de la propagación del haz de entrada en la fibra óptica. A partir de dicha imagen se puede hacer un análisis matemático que nos permite determinar la AN en función de los índices de refracción ( $n_{co}$  y  $n_{cl}$ ) de la interfaz núcleo-revestimiento.





**Figura 1-2:** Diagrama esquemático de la Abertura Numérica.

Partiendo de la Ley de Snell en la interfaz aire-núcleo, tenemos que:

$$n_{aire} \sin \gamma = n_{co} \sin \theta \quad (1-1)$$

en donde  $n_{aire}$  es el índice de refracción del aire que para fin práctico se tomará con un valor de uno;  $\gamma$  es el ángulo de incidencia y  $\theta$  es el ángulo con que se refracta el haz transmitido.

Para que el haz transmitido se confine en el núcleo de la fibra tiene que haber reflexión interna total, por ende, el ángulo de incidencia del haz transmitido en la interfaz núcleo-revestimiento tiene que ser mayor al ángulo crítico ( $\beta$ ), por ello se tiene que cumplir que:

$$\sin \beta > \frac{n_{cl}}{n_{co}} \quad (1-2)$$

Ahora,  $\beta = 90 - \theta$ ; aplicando el teorema de la diferencia de ángulos (ecuación 1-3) y la identidad trigonométrica fundamental (ecuación 1-4) se tiene que:

$$\cos \theta > \frac{n_{cl}}{n_{co}} \quad (1-3)$$

$$\sin \theta < \sqrt{1 - \frac{n_{cl}^2}{n_{co}^2}} \quad (1-4)$$

Sustituyendo la ecuación 1-4 en la ecuación 1-1, se tiene que:

$$\sin \gamma = \sqrt{\frac{n_{co}^2 - n_{cl}^2}{n_{aire}^2}} \quad (1-5)$$

Si  $(n_{co}^2 - n_{cl}^2 \geq n_{aire}^2)$ , entonces para todos los valores de  $\gamma$  ocurrirá reflexión interna total en la interfaz núcleo-revestimiento. Ahora, tomando  $n_{aire} = 1$  se obtiene el máximo valor del  $\sin \gamma$  siendo ésta la AN, dado por:

$$AN = \sin \gamma_{max} = \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2} \quad (1-6)$$

La ecuación 1-6 nos deja en claro que la definición de la AN también está en función del seno del ángulo medio del ángulo de aceptación; este último se define como el cono angular de luz, el cual se transmite en la fibra. En otras palabras, el ángulo de aceptación y la AN describen los ángulos asociados a la propagación del haz en la fibra óptica [10].

### 1.3.2. Pérdidas por Atenuación

La atenuación es uno de los parámetros característicos más importantes en una fibra óptica, el cual permite determinar la capacidad de transmisión de información en un sistema de comunicación por fibra óptica. La atenuación de una señal óptica ( $\alpha_{so}$ ) es usualmente medida en decibelios (dB) y está relacionado con la variación de dos niveles de potencia [13]; por ejemplo, la relación de la potencia óptica de salida a la potencia óptica de entrada. Dado que dicha relación puede variar sobre un rango extenso, lo más conveniente es usar la escala logarítmica lo que permite definir, matemáticamente, la atenuación de dicha señal (ecuación 1-7) y al considerarse la longitud de la fibra óptica (L) se define el coeficiente de pérdidas de la fibra (ecuación 1-8); pero, también, dicho coeficiente se puede definir en  $[km^{-1}]$  dado por la ecuación 1-9 [16].

La razón por la cual las pérdidas se miden en escala logarítmica es simple: Si una fibra óptica tiene una pérdida de 10 dB en 1 km, entonces al recorrer 3 km de fibra óptica se tendrá una pérdida de 30 dB. En conclusión, las pérdidas en decibelios solo se suman [13].

$$\alpha_{so}[dB] = 10 \log_{10}\left(\frac{P_{out}}{P_{in}}\right) \quad (1-7)$$

$$\alpha\left[\frac{dB}{km}\right] = -\frac{10}{L} \log_{10}\left(\frac{P_{out}}{P_{in}}\right) \quad (1-8)$$

$$\alpha[km^{-1}] = -\frac{1}{L} \ln\left(\frac{P_{out}}{P_{in}}\right) \quad (1-9)$$

Existen diversas fuentes que contribuyen a las pérdidas en la fibra óptica, éstas están categorizadas como pérdidas intrínsecas, extrínsecas y por flexión. Las pérdidas intrínsecas se deben principalmente a las propiedades del material (vidrio) utilizado en la fabricación de la fibra; las pérdidas extrínsecas se deben a las imperfecciones o impurezas durante el proceso de fabricación; las pérdidas por flexión surgen por la flexión que sufra la fibra en el proceso de instalación en un sistema de comunicación.

### 1.3.2.1. Pérdidas Intrínsecas

Como ya se mencionó anteriormente, este tipo de pérdidas surgen por las propias propiedades del vidrio; las cuales, pueden ser reducidas escogiendo la longitud de onda adecuada y por medio del uso de materiales diferentes para la composición de la fibra. Dentro de estas pérdidas están la absorción en el ultravioleta e infrarrojo y el esparcimiento Rayleigh. Todos estos mecanismos son dependientes de la longitud de onda y la combinación de dichos efectos determinan la longitud de onda básica adecuada para la transmisión de la señal [4]. Los mecanismos de absorción son causados por las vibraciones moleculares foto-inducidas, las cuales absorben la señal óptica y la convierten en calor [16].

- **Absorción en el Ultravioleta (UV):** La resonancia UV está centrada cerca de  $\lambda = 0.1\mu\text{m}$ . La parte imaginaria de la susceptibilidad (absorción) que está asociada con esta resonancia es lo suficientemente ancha para que la cola de la curva produzca una absorción apreciable en la región del visible, pero con efecto despreciable en el infrarrojo cercano (ver figura 1-3). La cola del UV o el puente *Urbach* tiende a correrse hacia el infrarrojo cercano cuando se agregan dopantes a la fibra óptica. El coeficiente de atenuación en el UV para cuando se agrega un dopante está dado por la siguiente relación empírica [4]:

$$\beta_{UV} = \frac{1.542g}{46.6g + 60} \exp\left(\frac{4.63}{\lambda}\right) \quad (1-10)$$

en donde  $g$  es la fracción molar del dopante y  $\lambda$  es la longitud de onda en  $\mu\text{m}$ .

- **Absorción en el Infrarrojo (IR):** Los modos de vibración del sílice y vidrios dopantes son responsables de la absorción en el IR. Los modos vibratorios producen resonancia de absorción centrada entre  $7\mu\text{m}$  y  $11\mu\text{m}$ ; la resonancia para

sílice y germanio ocurren a las  $9.0 \mu\text{m}$  y  $11.0 \mu\text{m}$ , respectivamente. La ampliación significativa se produce como resultado del acoplamiento anarmónico entre los numerosos modos vibratorios, lo que conduce a una cola de absorción IR que se extiende hacia la región de longitud de onda de transmisión en el IR cercano. El coeficiente de atenuación en el IR está expresado por [4]:

$$\beta_{IR} = A \exp\left(\frac{a_{air}}{\lambda}\right) \quad (1-11)$$

en donde  $\lambda$  es la longitud de onda en  $\mu\text{m}$ . Para los vidrios  $GeO_2 - SiO_2$ , el valor de  $A = 7.81 \times 10^{11} \text{dB/km}$  y  $a_{air} = 48.48 \mu\text{m}$ .

- Esparcimiento Rayleigh:** Es el esparcimiento de la luz por pequeñas moléculas que tienen un tamaño menor o igual al de la longitud de onda de la señal óptica y es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda ( $\lambda^4$ ); por ello el esparcimiento es mayor a longitudes de ondas pequeñas [16]. En fibras ópticas, los defectos son microscópicos con tamaños menores al de la longitud de onda de la señal óptica y, por ende, hay pérdidas debido al esparcimiento Rayleigh. Como esta pérdida es intrínseca a la fibra, establece el límite máximo de pérdida en la fibra [2]. El esparcimiento Rayleigh se describe matemáticamente como [4]:

$$\beta_S = \frac{B}{\lambda^4} \quad (1-12)$$

en donde  $B$  es el coeficiente de esparcimiento Rayleigh, medido en  $\frac{\text{dB}}{\text{km} \mu\text{m}^4}$

Este tipo de esparcimiento es muy importante para el análisis de nuestros resultados como lo describiremos más adelante. A las longitudes de ondas de nuestros experimentos, casi toda la atenuación es producida por esparcimiento de Rayleigh. Esto nos permite cuantificar fácilmente la cantidad de señal que se esparce, así como la cantidad de ésta que se convierte a señal Raman.

### 1.3.2.2. Pérdidas Extrínsecas

Este tipo de pérdidas se deben principalmente a sustancias o irregularidades que están presentes en el vidrio, pero no son parte de las propiedades fundamentales de

dicho material. Este tipo de pérdidas puede ser reducidas con el apropiado refinamiento en el proceso de fabricación.

Las impurezas son pérdidas extrínsecas, en las cuales se incluyen los metales de transición como V, Cr, Ni, Mn, Cu y el Fe que presentan una fuerte banda de absorción en la región visible e infrarrojo cercano. Además, las impurezas por tierras raras como Pr, Nd, Sm, Eu, Tb y Dy producen absorción importante en la región del infrarrojo cercano [4].

Por otro lado, el contribuidor de pérdidas extrínsecas más importante es el grupo hidroxilo ( $OH^-$ ), el cual entra en el vidrio a través del vapor de agua durante su proceso de fabricación. Estas impurezas crean absorción adicional en la fibra óptica teniendo una alta absorción alrededor de los 700 nm, 900 nm y 1400 nm; los cuales, son comúnmente llamados como picos de absorción de agua [16]. El  $OH^-$  tiene su pico de absorción vibracional fundamental alrededor de los  $2.73 \mu\text{m}$  y es el responsable de los picos que están alrededor de  $1.4 \mu\text{m}$  y  $1.23 \mu\text{m}$  [2].

### 1.3.2.3. Pérdidas por Flexión

Las pérdidas por flexión se pueden clasificar en dos tipos: macroflexión y microflexión. La comprensión de ambos mecanismos ha llevado, por ejemplo, a pautas básicas para tolerancias permitidas en radios de curvaturas y características requeridas del cable de fibra. Además, la pérdida por flexión puede ser benéfica cuando se aplica, por ejemplo, a fines de eliminación de modos de orden superior o a la extracción no destructiva de señales ópticas de fibra óptica [4].

- **Macroflexiones:** Este tipo de flexión, generalmente, ocurre en el proceso de cableado y manipulación de la fibra causando pérdidas de energía óptica desde el núcleo hacia el revestimiento [16]. Por ejemplo, en una SMF las pérdidas por flexión son significativas cuando el diámetro de flexión es mucho menor a 30 cm, aproximadamente. Los elementos básicos de este mecanismo de pérdida están relacionados con la guía de onda de losa [4].
- **Microflexiones:** Se deben a las microdeformaciones periódicas u ondulaciones en una fibra como resultado de un bobinado o cableado incorrecto. Estas irregularidades pueden generar un acoplamiento entre el modo óptico fundamental y los modos de órdenes superiores ocasionando pérdidas [16].

### 1.3.3. Eficiencia de Acoplamiento

Básicamente, la eficiencia de acoplamiento ( $\eta$ ) es un parámetro dado en porcentaje, el cual nos dice cuánto del haz de entrada se logra acoplar o transmitir a lo largo de la fibra óptica en uso. Matemáticamente, dicho parámetro se define como:

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{in}} \quad (1-13)$$

en donde  $P_{out}$  es la potencia de salida al final de la fibra óptica y  $P_{in}$  es la potencia a la entrada de la fibra óptica proveniente de la fuente.

Para tener un acoplamiento eficiente del haz en la fibra óptica es necesario considerar el perfil de emisión de la fuente, es decir, el tamaño del *spot* de la fuente debe coincidir con el tamaño del núcleo de la fibra con respecto a las distribuciones de fase y amplitud. La condición de fase se cumple cuando se obtiene una imagen del frente de onda paralela del *spot* de la fuente en el frente de onda paralela del núcleo de la fibra. La condición de amplitud requiere, en la mayoría de los casos, que el *spot* de la fuente sea colimado para un obtener un *spot* circular que coincida con los tamaños y las distribuciones de amplitud, respectivamente. Para obtener esta colimación del haz de la fuente, es necesario emplear un sistema óptico [30].

Si hay grandes diferencias entre la distribución del campo de modo del haz de la fuente y de la fibra óptica esto puede llevar a un decrecimiento de la eficiencia de acoplamiento. La potencia de la señal óptica perdida desde el acoplamiento, se expresa como un número positivo en decibeles [4] y está dado por la ecuación 1-7.

### 1.3.4. Métodos convencionales de caracterización de Fibras Ópticas

Caracterizar una fibra óptica es de suma importancia porque beneficia tanto al usuario como al fabricante. El obtener los parámetros que caracterizan a la fibra le permite al usuario diseñar sistemas de comunicación de fibras ópticas y al fabricante le permite optimizarlos para obtener fibras ópticas con características especiales. Por otro lado, las características de las fibras ópticas permiten desarrollar y verificar diversos modelos teóricos con el fin de predecir el comportamiento de la fibra.

A lo largo de los años, se han desarrollado varias técnicas que permiten la medi-

ción de diversos parámetros característicos, de los cuales la atenuación y el ancho de banda o dispersión del pulso son los más importantes a determinar. También hay otros parámetros que son necesarios determinar como lo es el perfil del índice de refracción, el diámetro del núcleo, etc.

En muchas técnicas de caracterización es necesario un eficiente acoplamiento del haz de la fuente en el núcleo de la fibra y obtener, a la salida, una distribución uniforme de potencia. Para ello se requiere de la preparación correcta de la fibra y esto hace referencia a la calidad del corte en ambas puntas de la misma; ya que esto determina a la entrada de la fibra, la cantidad de potencia acoplada y a la salida se vuelve crítica, principalmente en experimentos que requieran la medición de la distribución radial de la potencia.

A continuación se describirán los métodos más convencionales para la medición de la AN, la atenuación y la eficiencia de acoplamiento.

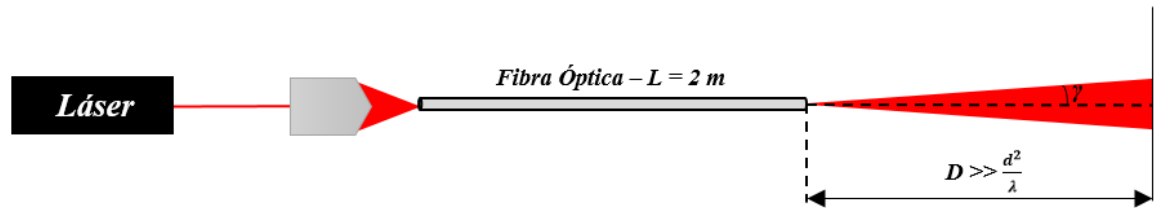
- **Método de medición de campo lejano:** En la figura 1-3 se presenta el diagrama esquemático de dicho método. Este método es utilizado para la medición directa de la AN y básicamente consiste en acoplar luz a la punta de entrada de una fibra óptica de longitud muy corta ( $\alpha \approx 0$ ) para obtener el perfil de intensidad en el campo lejano después de la salida de la misma; el criterio de campo lejano viene expresado por:

$$D \gg \frac{d^2}{\lambda} \quad (1-14)$$

en donde  $D$  es la distancia desde la punta de salida de la fibra al plano perpendicular de medición y  $d$  es el diámetro del núcleo.

El método consiste en medir el ángulo,  $\gamma$ , formado entre el eje y el punto de intensidad para luego calcular la AN con la ecuación 1-6. El punto de intensidad depende del criterio de desvanecimiento que se escoja. Bien puede ser el criterio de  $e^{-1}$  en donde la intensidad ( $I$ ) es igual a  $0.375 I_{max}$ , el radio del patrón de campo eléctrico ( $W_o$ ) es  $\sqrt{2}r$  y la amplitud del campo eléctrico ( $E_o$ ) se desvanece a  $e^{-0.5}$  ( $E_o = 0.6 E_o$ ) o también, se puede aplicar el criterio  $e^{-2}$  en donde  $I = 0.135 I_{max}$ ,  $W_o = r$  y la amplitud del campo eléctrico se desvanece en la dirección radial a  $e^{-1}$ . El criterio  $e^{-2}$  es el que generalmente se utiliza en fibras ópticas.

La AN también puede ser determinada por el método para la medición del perfil de índice de refracción. Sin embargo, la AN es generalmente mucho menor en comparación con el método de perfil de índice de refracción debido a la atenuación diferencial de los modos (DMA). Además, la AN es críticamente dependiente de las condiciones de excitación y también podría ser dependiente de la longitud de la fibra debido a la presencia del DMA y los modos de fuga [12].



**Figura 1-3:** Diagrama esquemático del método de medición de campo lejano.

- Método de corte hacia atrás:** En la figura 1-4 se presenta el diagrama esquemático de este método, el cual es utilizado para medir la atenuación y la eficiencia de acoplamiento de la fibra. Dicho método consiste, inicialmente, en acoplar el haz de la fuente [ $P_{in}$ ] en la fibra óptica de prueba, típicamente de 1 km o 2 km, y obtener la distribución espectral de la potencia de salida [ $P_L$ ]. Posteriormente, la fibra es cortada dejándose 1 m o 2 m de fibra y repetir la medición [ $P_l$ ]. La atenuación para cualquier  $\lambda$  está dada por la ecuación 1-15 y la eficiencia de acoplamiento por la ecuación 1-16.

$$\alpha \left[ \frac{dB}{km} \right] = -\frac{10}{L} \log_{10} \left( \frac{P_L}{P_l} \right) \quad (1-15)$$

$$\eta = \frac{P_l}{P_{in}} \quad (1-16)$$

en donde  $P_{in}$  es la potencia entre el objetivo de microscopio y la punta de acoplamiento de la fibra.

Este método es bastante simple, directo y muy preciso [16]; sin embargo, presenta desventajas por ser un método destructivo ya que es necesario cortar la fibra punto a punto haciéndola menos utilizable. A parte de esto, el método no se



puede aplicar en fibras cableadas, es decir, que se encuentren en servicio y bajo tierra.

Este método es muy trivial para cuando se utiliza una fibra óptica monomodal ya que solo tiene dos modos fundamentales ortogonales y la diferencia en su atenuación es generalmente despreciable [16]. Sin embargo, cuando dicho método es aplicado a una fibra multimodal no es trivial, ya que esta fibra tiene diferentes modos de grupos y sufre diferentes tasas de atenuación. Esto se debe a la atenuación diferencial de modos (DMA), lo cual resulta en una medición de la atenuación que depende críticamente de las condiciones de excitación en la fibra [12].

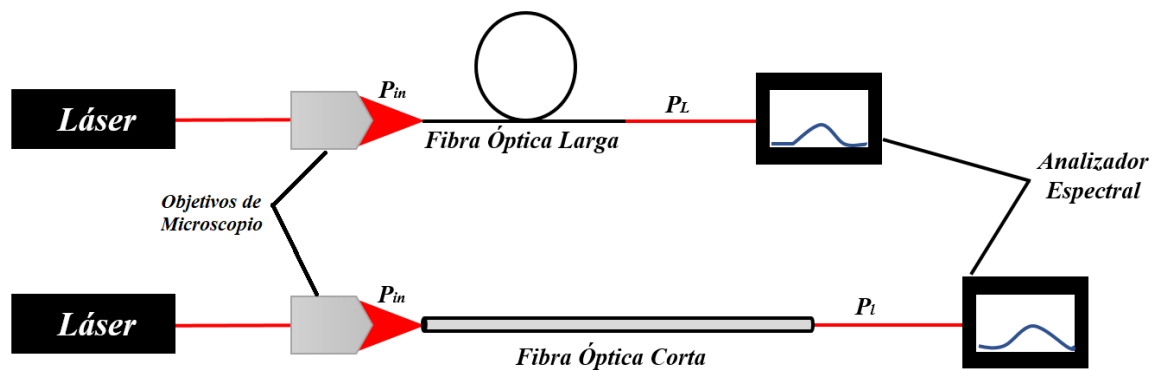


Figura 1-4: Diagrama esquemático del método de corte.

- Método por retro-esparcimiento Rayleigh:** El retro-esparcimiento Rayleigh es uno de los efectos lineales más importantes en una fibra óptica monomodal; define un límite fundamental de las pérdidas en las fibras y es el responsable de la mayor parte de la atenuación en las fibra ópticas modernas. El reflectómetro óptico en el dominio del tiempo (OTDR) es el dispositivo utilizado en este método y consiste en inyectar un tren de pulsos ópticos de potencia corta y de pico alto en la fibra óptica y la onda retro-esparcida de la señal óptica desde la fibra es detectada, dando información detallada de las pérdidas locales de la fibra. La ventaja de este método es que solo se necesita acceso a un extremo de la fibra, ya que la fuente y el detector están incorporados en el OTDR.

Este método es no destructivo y es utilizado para la medición de la atenuación. En la figura 1-5 se presenta el diagrama esquemático de este método. Básica-

mente, todo el trabajo lo desarrolla el OTDR e inicia con la generación del tren de pulsos ópticos cortos por medio de un generador de pulsos eléctricos (GPE) que impulsa al diodo láser. El foto-diodo (FD) es utilizado para detectar la señal retro-esparcida a través de un acoplador direccional (AD); luego la señal es amplificada por un amplificador (A), digitalizada por un convertidor análogo-digital (CAD) y analizada por una unidad de procesamiento de señales digitales (PSD). El tiempo del PSD está sincronizado con la fuente de pulsos ópticos, así que el retraso del pulso propagado retro-esparcido puede ser calculado con precisión [16]. Usando la velocidad,  $c = \frac{2nL}{\tau}$ , se puede obtener la distancia L. En donde  $c$  es  $3 \times 10^8$  m/s;  $n$  es el índice de refracción del medio y  $\tau$  es el tiempo de ida y vuelta de un pulso luminoso.

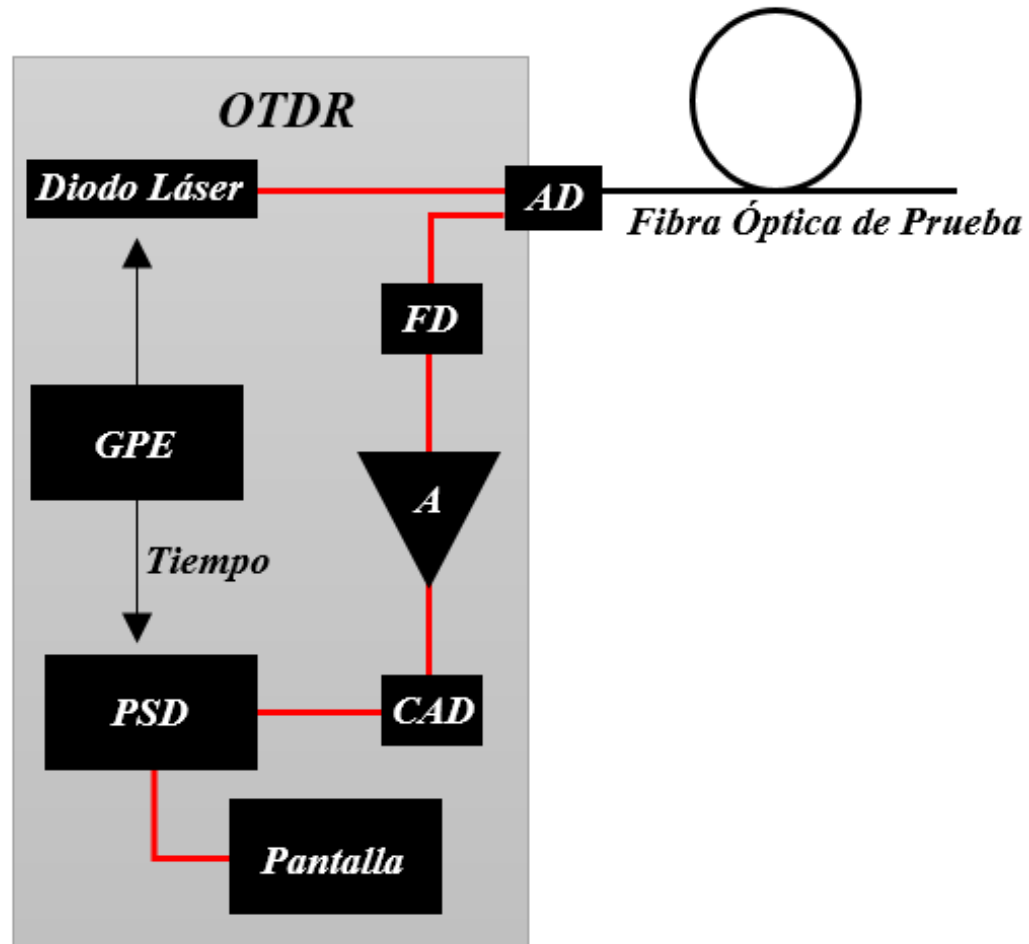


Figura 1-5: Diagrama esquemático del método de retro-esparcimiento Rayleigh.

Este es el método comercial actual y aunque costoso, es efectivo. Nuestro trabajo consiste en una alternativa a este método con información adicional que éste no proporciona como lo es la ganancia Raman y la eficiencia de acoplamiento.

# Capítulo 2

## Esparcimiento Raman en Fibras Ópticas

### 2.1. Introducción

El efecto Raman puede ser descrito como la interacción de la luz con los fonones ópticos [24], el cual se origina a partir del tiempo finito de respuesta de la polarización de tercer orden del material [26].

Las primeras teorías sobre el esparcimiento de la luz fueron dadas por Smekal en 1923 [25]. Él asumió que la luz tiene estructura cuántica y mostró que la luz esparcida consiste en la longitud de onda incidente y de otras longitudes de ondas menores y mayores. En 1925, Raman observó por primera vez que la luz esparcida presentaba un corrimiento en la frecuencia en más de 50 líquidos y para 1927 notó que dicho esparcimiento estaba polarizado. A este fenómeno, inicialmente, lo llamó *esparcimiento modificado* que posteriormente sería llamado Efecto Raman, en honor a su descubridor. Además, Raman explicó que el corrimiento en la frecuencia es una característica de la molécula que compone el medio de esparcimiento y que es independiente del haz incidente [20]. Posteriormente, en 1962 Woodbury y Ng descubrieron accidentalmente y de forma experimental que el láser de rubí de Q-switching con una celda Kerr de nitrobenzono emitía fuertemente a una longitud de onda de 7670 Å y normalmente un láser de rubí emite a 6943 Å; sin embargo, fueron Eckhardt et al. quienes reconocieron este fenómeno como radiación estimulada Stokes (Esparcimiento Raman Estimulado) a partir del nitrobenzono y desarrollaron la teoría de este fenómeno [24].

La primera observación del efecto Raman fue hecha en cuarzo [28]. El vidrio se caracteriza por no tener líneas Raman pronunciadas sino que consisten en diversas bandas ensanchadas que dependen de la topología local y los enlaces químicos. Las propiedades Raman de vidrios oxidados tales como  $SiO_2$ ,  $GeO_2$ ,  $B_2O_4$  y  $P_2O_5$  han sido objetos de considerable interés ya que son los materiales más comúnmente usados para fabricar fibras ópticas [9].

A continuación se realizará el estudio del esparcimiento Raman espontáneo y estimulado, así como la descripción de las ecuaciones de propagación del Efecto Raman.

## 2.2. Esparcimiento Raman Espontáneo

Inicialmente, en el efecto Raman, la radiación esparcida lo hace de forma espontánea con una distribución anisotrópica, es decir, posee una dirección privilegiada sobre todo el ángulo sólido ( $4\pi$ ) [19].

Ahora bien, los fenómenos de esparcimiento se clasifican por la relación que hay entre la frecuencia del fotón incidente y del fotón esparcido [11]. Si las frecuencias de ambos fotones son iguales se dice que hay conservación de energía, es decir, es un esparcimiento elástico, por ejemplo, el esparcimiento Rayleigh. Por otro lado, si hay diferencia entre ambas frecuencias (fotón esparcido con mayor o menor frecuencia), entonces, ya no hay conservación de energía por lo que el proceso es un esparcimiento inelástico, por ejemplo, el esparcimiento Raman. En este último fenómeno, el corrimiento de la frecuencia es igual a las frecuencias vibracionales características de las moléculas y dicho corrimiento, dentro del espectro Raman para sílice fundida, ocurre alrededor de  $\Delta f = 13.2$  THz o  $\frac{\Delta f}{c} = 440$   $\text{cm}^{-1}$  [11].

El esparcimiento Rayleigh es mayor que el esparcimiento Raman [26], como lo describiremos en nuestros resultados. De hecho, el esparcimiento Raman puede ser considerado como más de la “versión dinámica” del esparcimiento Rayleigh debido a que las vibraciones moleculares interactúan con los cambios de índice de refracción causantes del Rayleigh [19].

El esparcimiento Raman es un fenómeno de interacción de ondas acopladas y, físicamente, puede ser explicado desde el punto de vista clásico o cuántico [24]. Desde la perspectiva clásica se tiene que considerar un número infinito de fotones así como de

campos vibratorios; además, la descripción clásica se vuelve la más adecuada porque la descomposición o amplificación de las ondas solo dependen de la fase relativa que hay entre ellas. Sin embargo, desde el punto de vista cuántico se tiene que considerar que las fases sean completamente indeterminadas por requisito del principio de incertidumbre, por esta razón es necesario utilizar la teoría de los estados coherentes del campo.

La explicación para el acoplamiento de dichas ondas se realizará mediante la descripción clásica. Las ecuaciones de onda se derivan de la densidad lagrangiana. Considerando un medio isotrópico y diluido tenemos que [24]:

$$L = L_{vib} + L_{elect} + L_{int} \quad (2-1)$$

en donde  $L$ ,  $L_{vib}$ ,  $L_{elect}$ ,  $L_{int}$  es el lagrangiano total, vibracional, electromagnético y de interacción, respectivamente.

$L_{vib}$  contiene la energía potencial y cinética del sistema. Viene expresado por la ecuación 2-2, en donde  $\beta$  es la dispersión,  $\omega_o$  es la frecuencia angular de la onda incidente y  $\mathbf{q}$  es el vector normal. Esta último viene expresado por la ecuación 2-3, en donde  $\mathbf{R}$  es el desplazamiento relativo de las posiciones nucleares y  $m$  es la densidad de masa.

$$L_{vib} = \frac{\dot{q}}{2} + \frac{\omega_o^2 q^2}{2} + \frac{\beta(\nabla \mathbf{q})^2}{2} \quad (2-2)$$

$$\mathbf{q} = \mathbf{R}\sqrt{2m} \quad (2-3)$$

$L_{elect}$  depende de los campos eléctricos ( $\mathbf{E}$ ) y magnéticos ( $\mathbf{B}$ ) y viene expresado como:

$$L_{elect} = \frac{E^2 - B^2}{2} \quad (2-4)$$

$L_{int}$  puede ser obtenido del desplazamiento eléctrico ( $\mathbf{D}$ ) ya que depende de la permitividad eléctrica ( $\boldsymbol{\epsilon}$ ), ver ecuación 2-5 [15]. En donde  $\epsilon_o$  es la permitividad en el vacío,  $\boldsymbol{\chi}$  es la susceptibilidad eléctrica y  $\mathbf{P}$  es la densidad de polarización.

$$\mathbf{D} = \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{E} = \epsilon_o(1 + \boldsymbol{\chi}) \cdot \mathbf{E} = \epsilon_o \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2-5)$$

Ahora bien, durante la interacción del material con la onda incidente, el campo eléctrico de dicha onda induce un momento dipolar eléctrico ( $p$ ) [26]; si ahora se

considera que el material posee anisotropía [15], entonces la permitividad eléctrica depende de la posición en el material y de la frecuencia de la onda incidente, por lo tanto, posee una dependencia temporal. A partir de esta premisa, se define la polarización en función del tiempo (ecuación 2-6);  $N$  es el número de moléculas por unidad de volumen y  $\mathbf{p}(t)$  es el momento dipolar eléctrico en función del tiempo y  $\boldsymbol{\alpha}(t)$  es el tensor óptico de polarizabilidad de la molécula.

$$\mathbf{P}(t) = N\mathbf{p}(t) = N\boldsymbol{\alpha}(t) \cdot \mathbf{E}(t) \quad (2-6)$$

Definiendo el  $L_{int}$  en la ecuación 2-7 y sustituyendo la ecuación 2-6 en la 2-7, se obtiene el  $L_{int}$  entre la polarización y el campo eléctrico externo [24].

$$L_{int} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{P}(t) = N\boldsymbol{\alpha}(t)\mathbf{E}\mathbf{E}(t) \quad (2-7)$$

Ahora consideremos un campo eléctrico expresado por la ecuación 2-8;  $\boldsymbol{\alpha}(t)$  dada por la ecuación 2-9 [11], en donde  $\alpha_o$  es la polarizabilidad del momento dipolar alrededor de la posición de equilibrio y  $q(t)$  es el desplazamiento desde la longitud molecular de equilibrio  $q_o$  y viene expresado por la ecuación 2-10 [26], en donde  $\Omega$  es la frecuencia angular de oscilación.

$$\mathbf{E}(t) = E_o \exp(i\omega_o t) \quad (2-8)$$

$$\boldsymbol{\alpha}(t) = \alpha_o + \left(\frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial q}\right)_{q_o} dq(t) \quad (2-9)$$

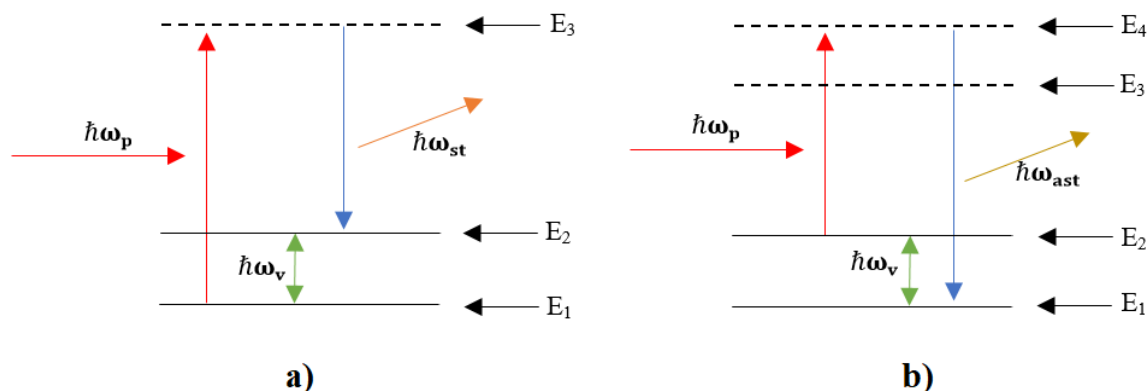
$$dq(t) = q_o \exp(\pm i\Omega t) \quad (2-10)$$

Sustituyendo las ecuaciones 2-8, 2-9 y 2-10 en la ecuación 2-6, obtenemos la polarización del sistema:

$$\mathbf{P} = \alpha_o E_o \exp(i\omega_o t) + \left(\frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial q}\right)_{q_o} q_o E_o \exp[i(\omega_o \pm \Omega)t] \quad (2-11)$$

En la ecuación 2-11 se identifican dos términos, el primer término representa el esparcimiento elástico, es decir, el esparcimiento Rayleigh; mientras, que el segundo término representa esparcimiento inelástico, es decir, esparcimiento Raman espontáneo.

En la figura 2-1 se presenta el esparcimiento Raman para el corrimiento de frecuencias. Como ya se ha dicho anteriormente, el esparcimiento Raman es la interacción entre un fotón incidente de energía  $\hbar\omega_p$  con una molécula que posee estados de energía fijos,  $E_1$  y  $E_2$ . Inicialmente, la molécula se encuentra en el estado  $E_1$  y en dicha interacción se puede generar una excitación en los estados vibracionales de la molécula con energía  $\hbar\omega_v$ , llevándola a un estado energético virtual,  $E_3$ , y que al ser un estado prohibido ésta decae rápidamente a un estado energético  $E_2$  permitido. Al no haber absorción en esta interacción solo se genera un fotón esparcido con una energía  $\hbar\omega_{st}$  ligeramente menor al del fotón incidente y a este proceso se le conoce como esparcimiento Raman Stokes, como se muestra en la figura 2-1a. Por otro lado, cuando la molécula se encuentra en un estado energético superior,  $E_2$ , e interactúa con la onda incidente, la molécula es excitada a un estado virtual  $E_4$  y rápidamente decae a un estado de menor energía,  $E_1$ , que su estado inicial y el fotón esparcido posee una energía ( $\hbar\omega_{ast}$ ) mayor al fotón incidente, a este proceso se le conoce como esparcimiento Raman anti-Stokes.



**Figura 2-1:** Diagrama esquemático del esparcimiento Raman. a) Esparcimiento Raman Stokes y b) Esparcimiento Raman anti-Stokes. Las flechas verdes son las energías del estado vibracional, la flecha naranja es el fotón dispersado Stokes y la flecha mostaza es el fotón dispersado anti-Stokes.

Cabe mencionar, que este fenómeno de esparcimiento inelástico en el estado de equilibrio térmico posee una población mayor en el estado energético  $E_1$  que en el estado energético  $E_2$ , por esta razón las transiciones Stokes predominan en el esparcimiento Raman a comparación de la transición Anti-Stokes. Sin embargo, al ser un



fenómeno dependiente de la temperatura, cualquier cambio de esta variable termodinámica puede incrementar drásticamente las transiciones anti-Stokes.

## 2.3. Esparcimiento Raman Estimulado

El esparcimiento Raman estimulado (SRS, Stimulated Raman Scattering por sus siglas en inglés) ocurre cuando la potencia de bombeo aumenta considerablemente, por lo cual las moléculas se pueden considerar como un arreglo de oscilación vibratoria que generan fotones coherentes con la misma fase y se propagan en la misma dirección del bombeo, siempre y cuando el bombeo supere el umbral del SRS [15].

El SRS es un proceso que se considera de un solo paso, esto es porque la absorción del fotón incidente, la emisión del fotón esparcido y la transición de la molécula al estado excitado ocurren de forma simultánea [26]. Además, el SRS ocurre en dos direcciones: en dirección del haz de bombeo y en la dirección contraria a este haz y en ambos casos los anchos de línea son más estrechos que los anchos de línea del esparcimiento Raman espontáneo [29]. Esto lo discutiremos más adelante con base en nuestros resultados.

Por otro lado, ya se sabe que el crecimiento del anti-Stokes tiene menos probabilidad que ocurra en estado de equilibrio térmico; sin embargo, se ha observado el crecimiento del mismo por otro fenómeno no lineal llamado mezclado de cuatro ondas (FWM) el cual es utilizado como una poderosa técnica para la espectroscopia, llamada esparcimiento Raman anti-Stokes coherente (CARS).

## 2.4. Espectro de Ganancia Raman

El espectro de ganancia Raman es la intensidad de la onda Stokes en función del corrimiento Raman o frecuencia de corrimiento [21] ( $\Delta\omega = \omega_p - \omega_s$ ) y surge por las contribuciones de los modos vibracionales de las moléculas presentes en la fibra. La ganancia Raman solamente depende de la longitud de onda del bombeo para un material dado y su forma espectral depende de la superposición de las bandas vibracionales discretas de las moléculas ligeramente diferentes [8].

Este espectro se extiende por arriba de los 45 THz con un ancho de banda ( $\Delta\nu_R$ ) de 14 THz [15] con un pico dominante a los 13.2 THz cuya magnitud es inversamen-

te proporcional al área efectiva del núcleo [21]. La naturaleza amorfa del sílice es la responsable del gran ancho de banda y de los múltiples picos en dicho espectro [26]. Además, en este espectro la ganancia Raman es conocida como el coeficiente de ganancia Raman ( $g_r$ ) y está normalizado a  $10^{-13} \frac{m}{W}$  para una longitud de onda de bombeo ( $\lambda_p$ ) de 1000 nm.

El coeficiente de ganancia Raman ( $g_r$ ) es un parámetro que también es inversamente proporcional a la longitud de onda de bombeo [1] (ecuación 2-12 [8]). También, el coeficiente de ganancia Raman se encuentra relacionado con la ganancia óptica ( $g(z)$ ) dada por la ecuación 2-13 [1], en donde  $I_p$  es la intensidad de bombeo,  $P_p$  es la potencia de bombeo,  $g_R$  es la eficiencia de ganancia Raman en  $(Wm)^{-1}$  (ecuación 2-14) y  $A_{eff}$  es el área efectiva del núcleo de la fibra (ecuación 2-15), en donde  $W_o$  es el radio del modo del campo.

$$g_r(\lambda_p) = \left(\frac{1000nm}{\lambda_p}\right) \left(10^{-13} \frac{m}{W}\right) \quad (2-12)$$

$$g(z) = g_r I_p(z) = \frac{g_r P_p(z)}{A_{eff}} = g_R P_p(z) \quad (2-13)$$

$$g_R = \frac{g_r}{A_{eff}} \quad (2-14)$$

$$A_{eff} = \pi W_o^2 \quad (2-15)$$

Por otro lado, la eficiencia de ganancia Raman ( $g_R$ ) se puede estimar con bastante precisión mediante la solución analítica de las ecuaciones diferenciales que gobiernan el SRS y que están relacionadas con variables experimentales [7]. Al acoplar un haz de bombeo de alta intensidad que se propaga en una única dirección a lo largo del núcleo de la fibra óptica, se genera el esparcimiento Raman estimulado (SRS) y el haz esparcido u onda Stokes se propaga en dos direcciones (dirección del haz de bombeo y en dirección contraria al haz de bombeo). Las ecuaciones diferenciales acopladas que describen la propagación del haz del bombeo (ecuación 2-16) y del haz esparcido (ecuaciones 2-17 y 2-18) vienen dadas por [3]:

$$\frac{dP_p}{dz} = -\alpha_p P_p - \frac{\nu_p g_r}{\nu_s A_{eff}} P_p (P_s + P_{as}) \quad (2-16)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = -\alpha_s P_s + \frac{g_r}{A_{eff}} P_p P_s \quad (2-17)$$

$$\frac{dP_{as}}{dz} = \alpha_s P_{as} - \frac{g_r}{A_{eff}} P_p P_{as} \quad (2-18)$$

en donde  $P_p$ ,  $P_s$  y  $P_{as}$  son la potencia de bombeo y las potencias de la onda Stokes que se propaga en la dirección de la onda de bombeo y en la dirección contraria, respectivamente;  $\alpha_p$  y  $\alpha_s$  son los coeficientes de atenuación para la longitud de bombeo y para la longitud de la onda Stokes, respectivamente;  $\nu_p$  y  $\nu_s$  son las frecuencias de la onda de bombeo y de la onda Stokes.

Considerando solo la propagación de la onda Stokes  $P_s$  en la misma dirección de la onda de bombeo (ecuaciones 2-19 y 2-20), despreciando la componente ant-Stokes y teniendo en cuenta que dentro de la ventana de transparencia del espectro de pérdidas de una fibra de sílice podemos aproximar  $\alpha_p \approx \alpha_s \approx \alpha$ , podemos escribir las ecuaciones acopladas [6]:

$$\frac{dP_p}{dz} = -\alpha P_p - \frac{\nu_p g_r}{\nu_s A_{eff}} P_p P_s \quad (2-19)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = -\alpha P_s + \frac{g_r}{A_{eff}} P_p P_s \quad (2-20)$$

Para encontrar la solución a estas ecuaciones acopladas se procede a seguir los pasos propuestos en [6] para encontrar dos ecuaciones diferenciales separables. Primeramente, se divide la ecuación 2-19 entre la ecuación 2-20 para obtener la ecuación 2-21. Posteriormente, se despeja el segundo término del lado derecho de la ecuación 2-20 y sustituyéndolo en la ecuación 2-19 obtenemos la ecuación 2-22.

$$\left( -\alpha + \frac{g_r}{A_{eff}} P_p \right) \frac{dP_p}{P_p} = \left( -\alpha - \frac{\nu_p g_r}{\nu_s A_{eff}} P_s \right) \frac{dP_s}{P_s} \quad (2-21)$$

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{\nu_s}{\nu_p} P_p + P_s \right) = -\alpha \left( \frac{\nu_s}{\nu_p} P_p + P_s \right) \quad (2-22)$$

Resolviendo las ecuaciones 2-21 y 2-22, obtenemos:

$$\ln \left( \frac{P_s P_{po}}{P_p P_{so}} \right) = \frac{\nu_p g_r}{\nu_s A_{eff} \alpha} \left[ P_{so} + \frac{\nu_s}{\nu_p} P_{po} - \left( P_s + \frac{\nu_s}{\nu_p} P_p \right) \right] \quad (2-23)$$

$$P_s + \frac{\nu_s}{\nu_p} P_p = \left( P_{so} + \frac{\nu_s}{\nu_p} P_{po} \right) \exp(-\alpha z) \quad (2-24)$$

Sustituyendo la ecuación 2-24 en 2-23, tenemos:

$$\ln \left( \frac{P_s P_{po}}{P_p P_{so}} \right) = \frac{\nu_p g_r}{\nu_s A_{eff}} \left[ \left( P_{so} + \frac{\nu_s}{\nu_p} P_{po} \right) \left( \frac{1 - \exp(-\alpha z)}{\alpha} \right) \right] \quad (2-25)$$

en donde  $P_{po}$ ,  $P_{so}$  y  $P_s$  son la potencia acoplada en el núcleo de la fibra, la potencia de la señal esparcida Raman (RS) en el bombeo y la potencia de la onda Stokes a la salida de la fibra en  $z=L$ , respectivamente.

Recordando que la longitud efectiva está dada por la ecuación 2-26 y despreciando el término  $P_{so}$  por la condición  $P_{so} \ll \frac{\nu_s}{\nu_p} P_{po}$  [6]; entonces, se obtiene la ecuación 2-27 que es una solución bastante sencilla que describe la transferencia exponencial de energía desde la onda del bombeo a la onda Stokes [7].

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha z)}{\alpha} \quad (2-26)$$

$$\ln \left( \frac{P_s P_{po}}{P_p P_{so}} \right) = \frac{g_r}{A_{eff}} P_{po} L_{eff} \quad (2-27)$$

Ahora bien, considerando que la intensidad del bombeo es pequeña, pero suficiente para generar el RS a la salida de la fibra, es decir,  $P_s = P_{so}$  ya que la fibra es completamente transparente. Esto último indica que la ganancia es igual a las pérdidas de la fibra. Bajo esta premisa, se puede cuantificar la relación que hay entre  $P_p$  y  $P_{so}$  por [7]:

$$\frac{P_p}{P_{so}} = 10^{\frac{\Delta P(dBm)}{10}} \quad (2-28)$$

en donde,  $\Delta P = P_p - P_{so}$ .

Al ser una señal de bombeo de baja potencia, ésta sufre una atenuación lineal por lo que  $P_p$  y  $P_{po}$  está relacionadas por:

$$P_p = P_{po} \exp(-\alpha_p L) \quad (2-29)$$

Sustituyendo 2-29 en 2-28, obtenemos una relación para poder calcular  $P_{so}$  para una  $P_{po}$ , dada por:

$$P_{so} = \left( \frac{\exp(-\alpha_p L)}{\frac{\Delta P(\text{dBm})}{10}} \right) P_{po} \quad (2-30)$$

Cuando  $P_p$  es igual  $P_s$  es la potencia crítica ( $P_{cr}$ ) y  $P_{po}$  es cambiada por ésta última. Además, la eficiencia de ganancia Raman está escrita por:

$$g_R = \frac{g_r}{A_{eff}} = \ln \left( \frac{P_{po}}{P_{so}} \right) \frac{1}{P_{cr} L_{eff}} \quad (2-31)$$

Y la potencia crítica viene dada por:

$$P_{cr} = \ln \left( \frac{P_{po}}{P_{so}} \right) \frac{1}{g_R L_{eff}} \quad (2-32)$$

# Capítulo 3

## Método Experimental, Resultados y Análisis

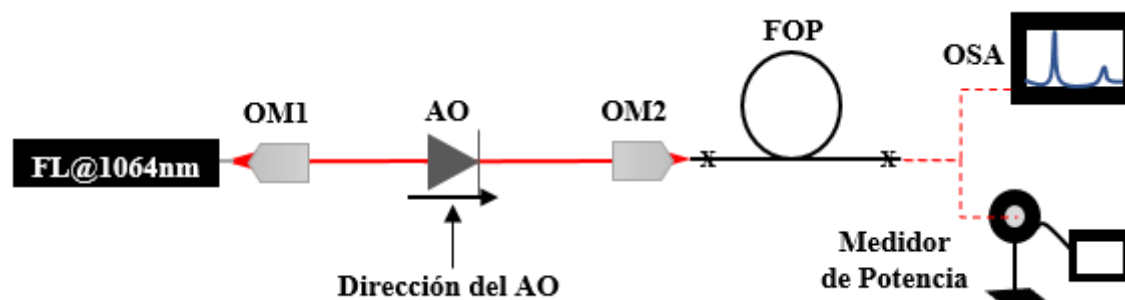
Una vez comprendido el mecanismo físico con el que se propaga una onda electromagnética dentro del núcleo de la fibra, la teoría que rige el efecto Raman y los parámetros que caracterizan la fibra procedemos a explicar el arreglo experimental, así como los resultados y el análisis de los mismos.

### 3.1. Descripción del Arreglo Experimental

En la figura 3-1 se presenta el arreglo experimental que se implementó para la caracterización de una fibra óptica monomodal Nufern 980-HP con una longitud de 1 km, siendo ésta la fibra óptica de prueba (FOP).

El arreglo experimental consiste en un láser de fibra Raman dopado con Iterbio (FL@1064nm) que emite en infrarrojo a una longitud de onda de 1064 nm linealmente polarizado con una potencia máxima de 10 W de la empresa IPG Photonics con el código YLR-10-1064-LP, el cual es nuestra fuente de bombeo y cuyo haz de salida es divergente; por esta razón, dicho haz pasa a través de un objetivo de microscopio de 20X (OM1) con la finalidad de colimarlo y mantener su spot constante a lo largo de su propagación, posteriormente el haz pasa por un aislador óptico (AO) que solo permite su paso en una sola dirección debido a un par de polarizadores y un rotador de Faraday que lo componen; este elemento tiene un rango de longitud de onda entre 1030 nm y 1080 nm. Luego, el haz de bombeo pasa por otro objetivo de microscopio

pio de 20X (OM2), el cual ayuda a enfocarlo para ser acoplado a la fibra óptica de prueba (FOP) por una de sus puntas (entrada). Ésta se encuentra montada en una montura XYZ, la cual permite el movimiento de la fibra en tres dimensiones. Una vez acoplado el haz a la FOP, la otra punta de la fibra (salida) se conecta a un analizador espectral (OSA) para obtener los espectros correspondientes al efecto Raman que serán analizados en la siguiente sección. Para conocer la magnitud total de la potencia de salida, alternativamente se usa un medidor de potencia basado en una termopila (marca GENTEC-EO). Una vez realizado esto, se obtuvo la relación de áreas para estimar la cantidad de potencia que tiene cada una de las señales. De esta manera, se extrae la información de las potencias a la salida para luego graficarlas como función de la potencia acoplada en la entrada.

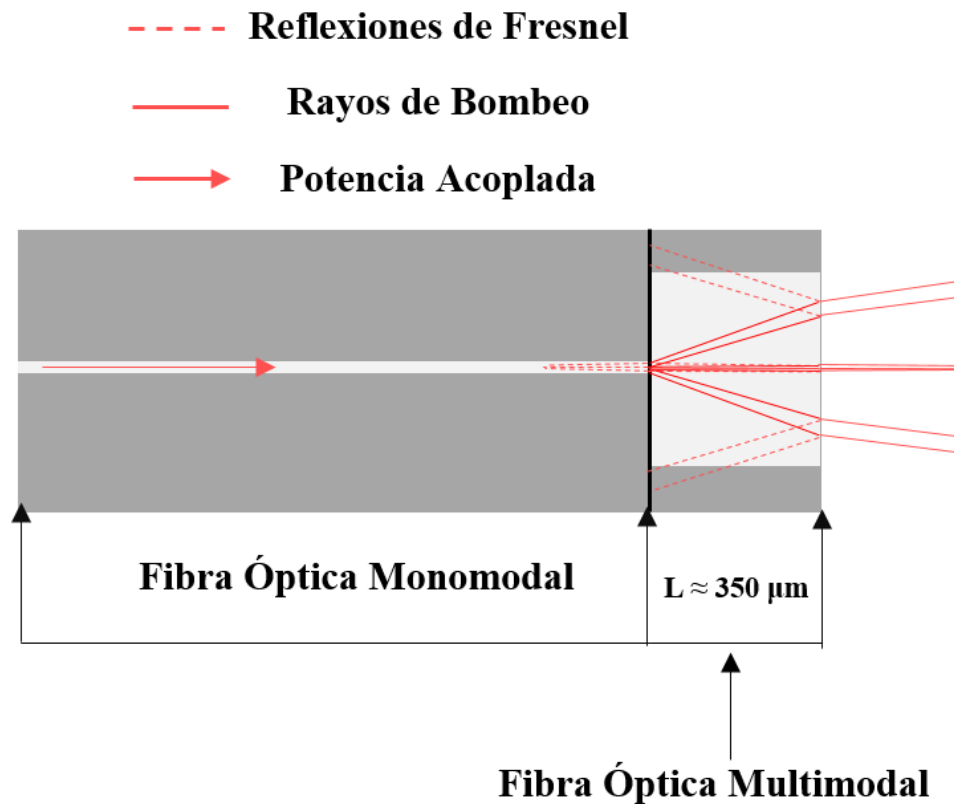


**Figura 3-1:** Diagrama experimental para la caracterización de la fibra óptica monomodal Nufern 980-HP bajo la Ganancia Raman.

Es importante señalar que se utilizó la técnica de empalmado por fusión en ambas puntas de la FOP con la finalidad de reducir las reflexiones de Fresnel. En la figura 3-2 se presenta un diagrama esquemático con el proceso de disminución de las reflexiones de Fresnel con la fibra multimodal vista desde la punta de salida. En condiciones normales, la reflectancia en la interfaz aire-vidrio es menor al 4% [17]; entonces, considerando el caso que el haz de bombeo incidente va del aire a la fibra podemos calcular la reflectancia de la punta de entrada de la fibra de prueba para este experimento. Utilizando la ecuación de Fresnel (ecuación 3-1) y considerando un índice de refracción ( $n_t$ ) de 1.45 para el vidrio se obtiene una  $R = 3.37\%$  y entre las dos puntas obtenemos una reflectancia total de 6.74%, lo cual tiene una gran influencia en nuestras mediciones para añadir pequeños segmentos (longitud  $\approx 350 \mu\text{m}$ ) de fibra de núcleo grande ( $\approx 60 \mu\text{m}$  de diámetro).

La referencia [17] presenta un análisis de las pérdidas en el empalme y en las reflexiones de Fresnel para cuando hay empalmes entre fibras iguales y distintas.

$$R = \left| \frac{n_t - n_i}{n_t + n_i} \right|^2 \quad (3-1)$$



**Figura 3-2:** Diagrama esquemático para la disminución de las reflexiones de Fresnel con una fibra óptica multimodal con una longitud  $\approx 350 \mu\text{m}$  y un núcleo de  $\approx 60 \mu\text{m}$  de diámetro, vista desde la punta de salida de la FOP.

De igual manera, es importante mencionar que la implementación del aislador óptico en el sistema experimental tiene la finalidad de evitar los efectos de la señal Raman retrodispersada que puedan perturbar la cavidad del láser de bombeo; de esta manera, este dispositivo opera también como protección para el láser en uso. El principal componente de este dispositivo es el rotador de Faraday que está basado en el efecto Faraday, siendo éste un efecto magneto-óptico, es decir, que hay una

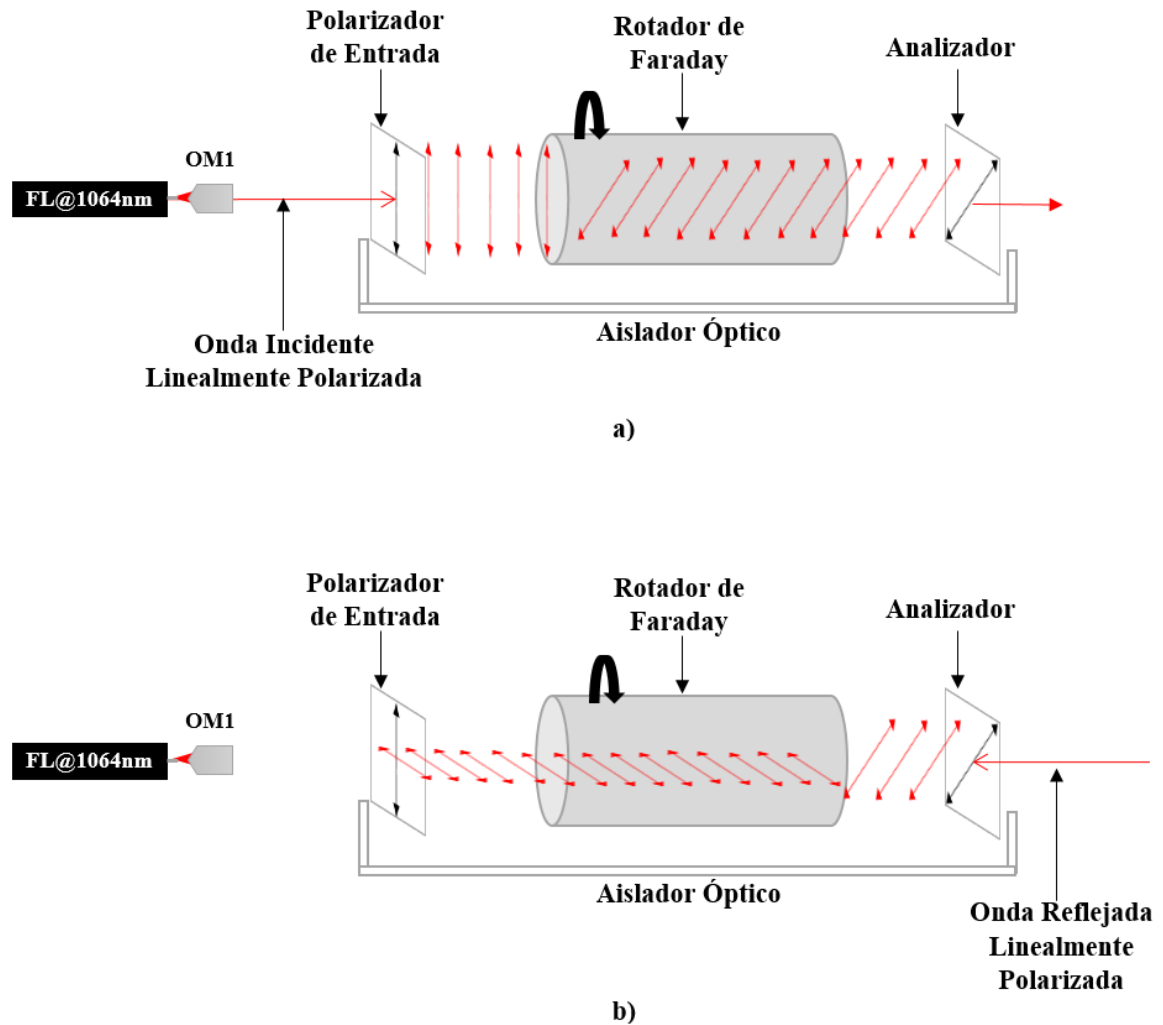


interacción del campo magnético con los fenómenos ópticos [22]. Físicamente, el efecto Faraday se define como la variación del ángulo del plano de polarización de la onda electromagnética incidente cuando ésta se propaga en la misma dirección (paralela) del campo magnético con el cual está interaccionando.

El aislador óptico de este proyecto está compuesto por tres partes: un polarizador de entrada, el rotador de Faraday y un polarizador de salida llamado analizador (polarizado a  $45^\circ$ ). El polarizador de entrada es la referencia para todos las rotaciones que sufra el plano de polarización de la onda incidente y de la onda reflejada. En la figura 3-2 se presenta el funcionamiento del aislador óptico para los dos casos que pueden ocurrir para cuando una onda electromagnética interacciona con el aislador óptico.

En la figura 3-3a se presenta el primer caso. La onda incidente con polarización vertical pasa por el polarizador de entrada y posteriormente entra al rotador de Faraday, en donde la onda sufre una rotación en su plano de polarización de  $45^\circ$  en dirección de las manecillas del reloj [5]; por último, la onda pasa a través del analizador que tiene la misma polarización de la onda que sale del rotador de Faraday y, por ello, la onda a su salida no se atenúa.

En la figura 3-3b se presenta el segundo caso. La onda reflejada con un ángulo de  $45^\circ$  en su plano de polarización pasa por el analizador y posteriormente entra al rotador de Faraday, en donde la onda sufre una rotación de  $45^\circ$ ; a la salida del rotador de Faraday la onda posee una polarización horizontal por lo que el polarizador de entrada no permite el paso de la misma.



**Figura 3-3:** Diagrama esquemático del funcionamiento del aislador óptico, a) Caso 1: interacción de la onda incidente con el aislador óptico; b) Caso 2: interacción de la onda reflejada con el aislador óptico

Idealmente y en principio, la onda incidente tiene una transmitancia del 100% (figura 3-3a) y en el caso contrario, la onda reflejada se atenúa aproximadamente  $10^6$  veces que es equivalente a 60 dB (figura 3-3b). Sin embargo, en la práctica esto no sucede y se debe a diversos factores [5]:

1. Limitaciones impuestas en propiedades magneto-ópticas de la celda Faraday tales como difusión del haz, variaciones térmicas, variaciones espectrales, etc.
2. Depolarización residual debida a imperfecciones en los elementos de polarización.

3. Absorción óptica de los elementos del aislador: Polarizadores, elementos refractivos y en la misma celda.

## 3.2. Procedimiento Experimental

El procedimiento experimental llevado a cabo, primeramente fue determinar las transmitancias (T) de cada uno de los elementos ópticos utilizados. El procedimiento para ello es sencillo, inicialmente se escoge una potencia de bombeo de referencia, en este caso se tomó al 13 % que equivale a 400 mW dado por el display del láser; posteriormente con un medidor de potencia se midieron las potencias a la entrada ( $P_1$ ) y a la salida ( $P_2$ ) de cada elemento óptico, por último se aplica la razón entre  $P_2$  y  $P_1$  para obtener la transmitancia (ver tabla 3-3)

El conocer las transmitancias de cada elemento óptico nos permite saber qué porcentaje de la potencia de bombeo del láser está saliendo del OM2. Posteriormente, se genera el efecto Raman variando el láser de bombeo del arreglo experimental de 0 % al 70 % que equivale a un rango de potencias de 0 W a 7.1 W dado por el display del mismo láser y luego al kilómetro de la FOP obtener los espectros de salida por medio de un OSA para posteriormente ser analizados.

Por último, se aplica la técnica de corte hacia atrás para calcular el coeficiente de atenuación y la eficiencia de acoplamiento. Para el coeficiente de atenuación, la técnica consistió, primeramente, en la medición de la potencia de salida a 1 km ( $P_{s1km}$ ) y posteriormente se cortó 1 m de la FOP para acoplar la potencia de bombeo ( $P_b$ ) y medir la potencia de salida a 1 m ( $P_{s1m}$ ); luego se aplica la ecuación 1-15 para el cálculo respectivo. Para la eficiencia de acoplamiento, la técnica consistió en la medición de la potencia a la salida del OM2 ( $P_{OM2}$ ) y posteriormente se acopló la potencia de bombeo en 1 m de la FOP, obtenida anteriormente; luego se midió la potencia a la salida ( $P_{s1m}$ ) y por último se aplicó la ecuación 1-16 para su respectivo cálculo.

## 3.3. Resultados y Análisis

En esta sección, primeramente, presentaremos los resultados de referencia del coeficiente de atenuación y la eficiencia de acoplamiento obtenidos con la técnica de corte hacia atrás. Posteriormente, presentaremos los resultados obtenidos del estudio

realizado en la región lineal y umbral del comportamiento de la potencia de bombeo y del primer Stokes en función de la potencia acoplada y realizaremos las comparaciones correspondientes.

El coeficiente de atenuación promedio obtenido por la técnica de corte hacia atrás ( $\alpha_{oTC}$ ) fue de  $0.390 \text{ km}^{-1}$  y en la tabla 3-1 se resumen los datos obtenidos.

**Tabla 3-1:** Mediciones de las potencias de salida para 1 km y 1 m de longitud de fibra con la técnica de corte hacia atrás y el cálculo del coeficiente de atenuación.

$P_b$ (%)	$P_{s1km}$ (W)	$P_{s1m}$ (W)	$\alpha_{oTC}$ ( $\frac{dB}{km}$ )	$\alpha_{oTC}$ ( $\frac{1}{km}$ )
10	0.045	0.066	1.663	0.383
20	0.354	0.513	1.611	0.371
30	0.673	0.986	1.659	0.382
40	0.967	1.480	1.848	0.426
50	1.320	1.960	1.717	0.395
60	1.660	2.430	1.655	0.381
—	—	—	<b>1.692</b>	<b>0.390</b>

La eficiencia de acoplamiento promedio hacia el núcleo de la fibra obtenida por la técnica de corte hacia atrás ( $\eta_{TC}$ ) fue de 67.84% y en la tabla 3-2 se resumen los datos obtenidos.

**Tabla 3-2:** Mediciones de las potencias de entrada y salida para la fibra de 1 m con la técnica de corte hacia atrás y el cálculo de la eficiencia de acoplamiento.

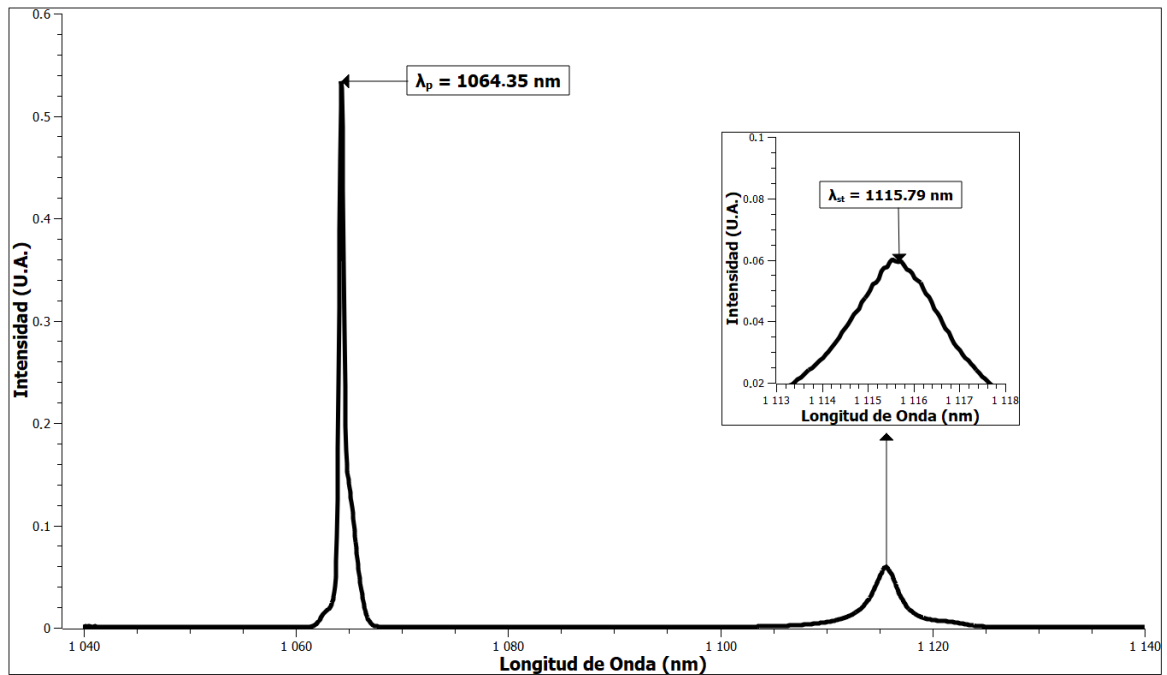
$P_b$ (%)	$P_{OM2}$ (W)	$P_{s1m}$ (W)	$\eta_{TC}$ (%)
10	0.099	0.066	66.67
20	0.756	0.513	67.86
30	1.440	0.986	68.47
40	2.170	1.480	68.20
50	2.860	1.960	68.53
60	3.610	2.430	67.31
—	—	—	<b>67.84</b>

Ahora bien, los resultados obtenidos en la tabla 3-3 nos dicen que cada uno de los elementos ópticos contribuyen a la pérdida de energía del haz de bombeo a lo largo del recorrido. La transmitancia total o la fracción de energía que logra atravesar todo el arreglo experimental es del 64.25 % y se calcula con el cociente entre la  $P_2$  del OM2 y la  $P_1$  del OM1. De este 64.25 %, solo el 67.84 % se logra acoplar en el núcleo de la FOP.

**Tabla 3-3:** Medición de la potencia a la entrada y a la salida de cada elemento óptico del arreglo experimental con sus respectivas transmitancias.

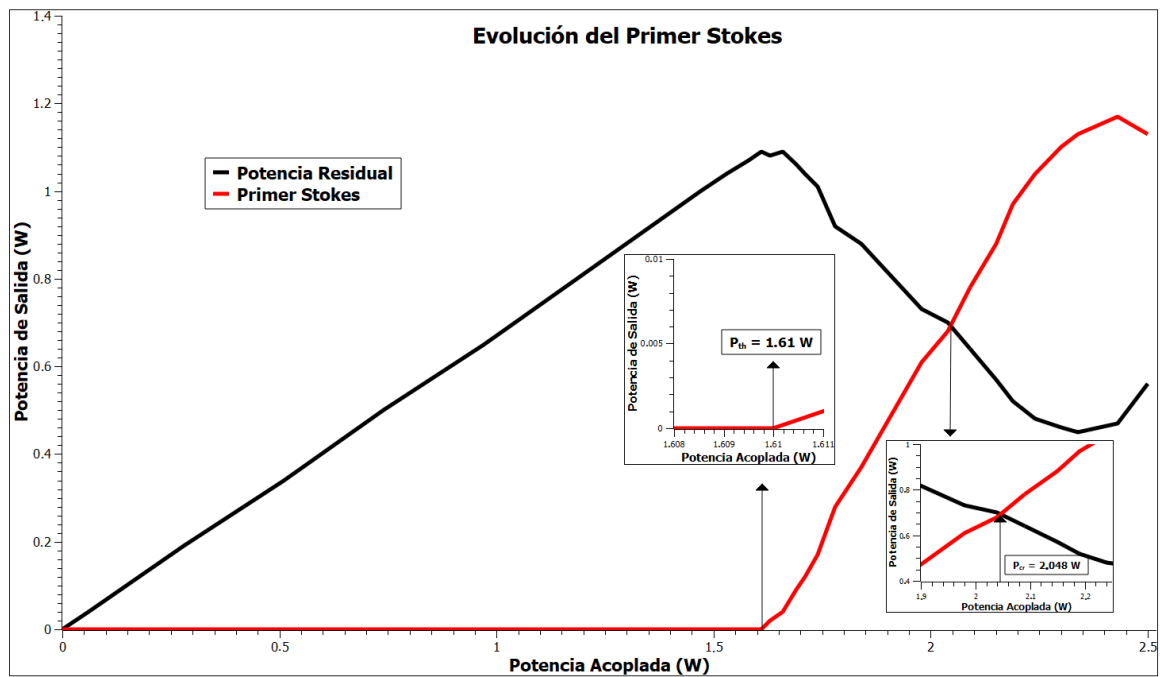
Elementos Ópticos	$P_1$ (mW)	$P_2$ (mW)	T (%)
OM1	442	373	84.20
AO	373	333	89.30
OM2	333	284	85.30

Posteriormente, el haz de bombeo es acoplado al núcleo de la FOP y se varía dicha potencia hasta llegar al umbral del primer Stokes. En la figura 3-4, se muestra el espectro del pico de bombeo y del primer Stokes en la zona del umbral que es obtenida a la salida del WDM (Wavelength Division Multiplexing), posteriormente se explicará el uso de este último. El primer Stokes se generó para una potencia acoplada de 1.61 W a una longitud de onda 1115.79 nm y el pico de bombeo o potencia residual está centrado a 1064.35 nm.



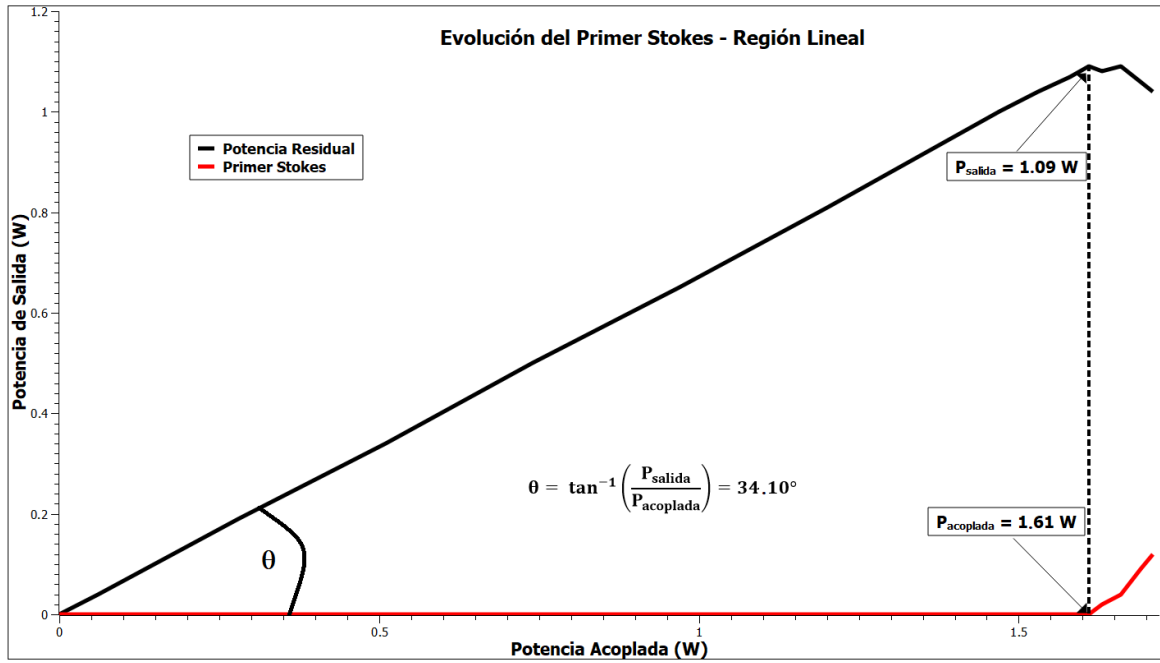
**Figura 3-4:** Umbral de generación del primer Stokes con una potencia acoplada de 1.61 W a una longitud de onda de 1115.79 nm.

A partir de este punto y a medida que se aumentó la potencia acoplada, la banda de la señal Stokes comenzó a hacerse más delgada. La relación de áreas bajo las curvas de las señales de bombeo y Stokes nos permite estimar la potencia que tiene cada una de las señales; con ello se tabula su evolución para conocer la potencia transferida hacia la señal del primer Stokes, como se puede observar en la figura 3-5. En dicha figura se puede visualizar dos regiones, la región lineal en donde predomina el esparcimiento Rayleigh y el Raman espontáneo y la región no lineal donde predomina el esparcimiento Raman estimulado. Esta última región ocurre justo en la potencia umbral ( $P_{th}$ ) con un valor de 1.61 W al 39.6% de la potencia de bombeo, además presenta la intersección entre la potencia de bombeo residual y del primer Stokes que es el punto de la potencia crítica ( $P_{cr}$ ) con un valor de 2.048 W. Esta última potencia, nos dice que ambas señales (residual y Stokes) tienen la misma potencia de salida con un valor de 0.70 W.



**Figura 3-5:** Evolución del primer Stokes en función de la potencia acoplada

El coeficiente de atenuación promedio y la eficiencia de acoplamiento promedio obtenidos en la región lineal de esta última figura ( $\alpha_o$  y  $\eta_c$ , respectivamente) fue de  $0.388 \text{ km}^{-1}$  y  $67.72\%$ , respectivamente. Para ambos parámetros mencionados, el método consistió en generar el efecto Raman con el arreglo experimental de la figura 3-1 y obtener las curvas características de dicho efecto (figura 3-5); a partir de éstas se determinó el ángulo ( $\theta$ ) que hay entre la potencia de salida y la potencia acoplada en la región lineal (ver figura 3-6); este ángulo tuvo un valor de  $34.10^\circ$ . Posteriormente, con un medidor de potencia se midió la potencia de salida ( $P_s$ ) a 1 km de la FOP y la potencia aplicada a la entrada de la FOP ( $P_{in}$ ) proveniente de la lente de acoplamiento.



**Figura 3-6:** Determinación del ángulo entre la potencia de salida y la potencia acoplada en la región lineal del efecto Raman.

Para determinar la ecuación matemática de  $\alpha_o$  se realiza un análisis en la región lineal, con lo cual, se determinó que:

$$\tan \theta = \frac{P_s}{P_c} \quad (3-2)$$

en donde  $P_c$  es la potencia acoplada en el núcleo de la FOP.

Por otro lado, la potencia acoplada solamente sufre atenuación lineal y, por lo tanto, la relación entre  $P_s$ ,  $P_{in}$  y  $P_c$  vienen dadas por:

$$P_s = P_c e^{-\alpha_0 L} \quad (3-3)$$

$$P_c = P_{in} e^{-\alpha_0 L} \quad (3-4)$$

en donde  $L$  es la longitud de la FOP.

Luego, sustituyendo la ecuación 3-4 en 3-2 y despejando  $\alpha_0$  obtenemos la relación matemática (ecuación 3-5) que nos permite calcular este parámetro. Nótese que la



ecuación 3-5 solo depende de  $P_{in}$ ,  $P_s$  y de  $\theta$ ; esto quiere decir que  $\alpha_0$  se puede calcular con esta ecuación sin la necesidad de recurrir a un corte en la FOP.

$$\alpha_o(\theta) = -\frac{1}{L} \ln\left(\frac{P_s}{P_{in} \tan \theta}\right) \quad (3-5)$$

Ahora bien, matemáticamente la eficiencia de acoplamiento viene expresada por la ecuación 3-6. Despejando  $P_c$  en la ecuación 3-3 y sustituyéndolo en la ecuación 3-6 obtenemos la relación matemática (ecuación 3-7) que permite calcular dicho parámetro.

$$\eta_c = \frac{P_c}{P_{in}} \quad (3-6)$$

$$\eta_c = \frac{P_s e^{\alpha_o L}}{P_{in}} \quad (3-7)$$

A partir de las ecuaciones 3-5 y 3-7 se calculó el coeficiente de atenuación y la eficiencia de acoplamiento, respectivamente de la FOP en el análisis de la región lineal de la figura 3-5. En la tabla 3-4 se resumen los datos obtenidos.

**Tabla 3-4:** Mediciones de las potencias  $P_s$  y  $P_{in}$  para la FOP de 1 km con el método por efecto Raman y el cálculo del coeficiente de atenuación y la eficiencia de acoplamiento.

$P_b$ (%)	$P_s$ (W)	$P_{in}$ (W)	$\alpha_o$ ( $\frac{dB}{km}$ )	$\alpha_o$ ( $\frac{1}{km}$ )	$\eta_c$ (%)
10	0.045	0.099	1.730	0.398	66.98
20	0.354	0.756	1.601	0.369	69.00
30	0.673	1.440	1.610	0.371	68.87
40	0.967	2.170	1.816	0.418	65.67
50	1.320	2.860	1.664	0.383	68.01
60	1.660	3.610	1.680	0.387	67.76
—	—	—	<b>1.684</b>	<b>0.388</b>	<b>67.72</b>

Comparando los resultados promedios obtenidos de la tabla 3-4 con la técnica de corte hacia atrás se obtiene que para el coeficiente de atenuación hay un porcentaje de error del 0.51 % y para la eficiencia de acoplamiento del 0.18 %. Estos porcentajes

de error muy bajos nos quieren decir que las ecuaciones 3-5 y 3-7 permiten el cálculo de estos parámetros con mucha precisión y confiabilidad. En la tabla 3-5 se resumen los valores obtenidos por ambos métodos.

**Tabla 3-5:** Comparación entre la técnica de corte hacia atrás y el análisis de la región lineal de la figura 3-5.

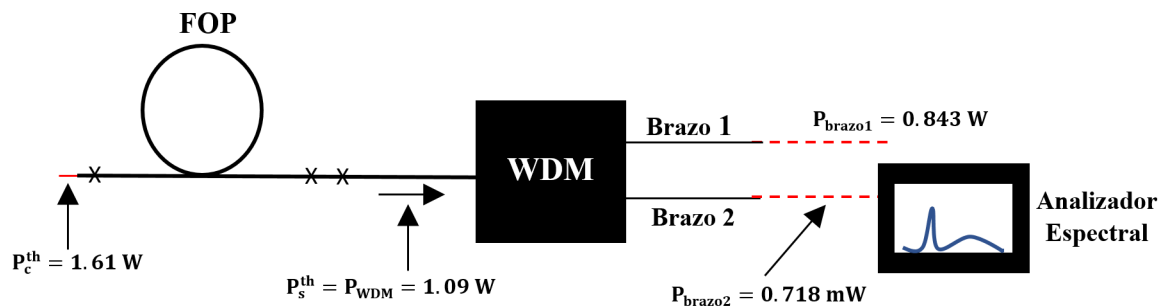
Parámetros	Técnica de Corte hacia Atrás	Análisis Región Lineal	% Error
Coefficiente de Atenuación	0.390 $km^{-1}$	0.388 $km^{-1}$	0.49 %
Eficiencia de Acoplamiento	67.84 %	67.72 %	0.18 %

Una vez caracterizada la FOP, presentamos los resultados obtenidos del estudio en los regímenes del Raman espontáneo y estimulado en la zona umbral del fenómeno. Dentro de este estudio se determinaron variables como la potencia de salida para el SRS en el umbral ( $P_{SRS}^{th}$ ), la potencia de salida para el RS en el umbral ( $P_{RS}^{th}$ ) y un nuevo factor al que nombramos como Generación Raman ( $R_g$ ), el cual nos indica la capacidad que tiene la FOP para generar esparcimiento Raman espontáneo (región lineal del efecto Raman) cuando se le acopla 1 W de potencia. Con esta última variable, se tiene la finalidad de proponerlo como un nuevo término dentro de la simulación del fenómeno, específicamente en la ecuación diferencial que rige a la potencia del Stokes (ecuación 2-20) y obtener simulaciones mucho más cercanas a la realidad, particularmente para la FOP utilizada.

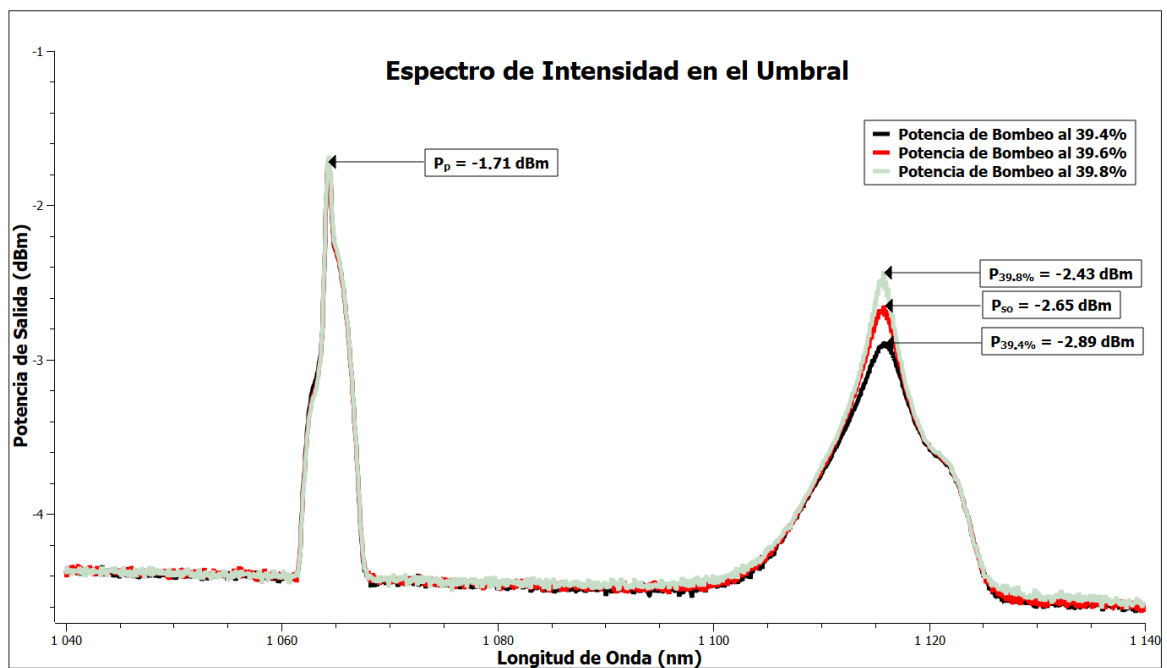
En la figura 3-7 se presenta el diagrama esquemático del sistema utilizado para obtener los espectros de intensidad antes, justo y después del umbral a diferentes potencias de bombeo como se muestran en la figura 3-8 y a partir de ellos se determinan las variables  $P_{SRS}^{th}$ ,  $P_{RS}^{th}$  y  $R_g$ . Estos espectros son señales muy pequeñas ya que el pico de bombeo es más de mil veces mayor, por lo que fue necesario empalmar un WDM en la punta de salida de la FOP, como se muestra en la figura 3-7, para separar las señales y obtener los espectros a estudiar. La transmitancia del WDM es de 77.4%. Por el brazo 1, sale el 77.3% de la potencia ( $P_{brazo1}$ ) que equivale casi en su totalidad al pico de bombeo y en el brazo 2 solo sale el 0.066%, el cual contiene las señales de intensidad en el umbral y una pequeña fracción de la potencia del pico de bombeo

( $P_p$ ) que está reducido en un factor ( $\delta$ ) de 31.81 dB. Este factor se determina con la ecuación 3-8 en donde se relacionan la potencia de entrada en el WDM ( $P_{WDM} = 30.37$  dBm) y la potencia de salida en el brazo 2 ( $P_{brazo2} = -1.44$  dBm).

$$\delta = P_{WDM}(dBm) - P_{brazo2}(dBm) \quad (3-8)$$



**Figura 3-7:** Diagrama esquemático del WDM para obtener los espectros de intensidad en el umbral.



**Figura 3-8:** Espectro de intensidad en el umbral para tres potencias de bombeo para la fibra óptica monomodal Nufern 980-HP.

Luego de haber obtenido los espectros de la figura 3-8, se procede a determinar la diferencia de las señales en el régimen estimulado ( $\Delta_{SRS}$ ) y espontáneo ( $\Delta_{RS}$ ) con las ecuaciones 3-9 y 3-10, respectivamente; obteniéndose que  $\Delta_{SRS} = 32.75$  dB y  $\Delta_{RS} = 0.237$  dB. En la ecuación 3-9, el factor  $\delta$  se le suma a  $P_p$  para obtener la potencia real del pico de bombeo;  $P_{so}$  es el pico de la señal Stokes que da inicio al SRS y en la ecuación 3-10,  $P_{39.4\%}$  es la potencia pico en la región espontánea a una potencia de bombeo de 39.4 %. En la tabla 3-6 se resumen los datos obtenidos.

$$\Delta_{SRS} = (\delta + P_p(\text{dBm})) - P_{so}(\text{dBm}) \quad (3-9)$$

$$\Delta_{RS} = P_{so}(\text{dBm}) - P_{39.4\%}(\text{dBm}) \quad (3-10)$$

**Tabla 3-6:** Datos obtenidos de los espectros de intensidad espontáneos en el umbral a diferentes potencias de bombeo.

$\delta$ (dB)	$P_p$ (dBm)	$P_{so}$ (dBm)	$P_{39.4\%}$ (dBm)	$\Delta_{SRS}$ (dB)	$\Delta_{RS}$ (dB)
31.81	-1.71	-2.65	-2.89	32.75	0.24

A partir de los datos de la tabla 3-6, se calcula la  $P_{SRS}^{th}$  con la ecuación 3-11 y se obtuvo un valor de  $5.79 \times 10^{-4}$  W. Con este dato calculamos  $P_{RS}^{th}$  con la ecuación 3-12, obteniéndose un valor de  $5.48 \times 10^{-4}$  W. En estas ecuaciones,  $P_s^{th}$  es la potencia a la salida de la FOP, es decir, es la potencia que está entrando al WDM;  $T_{SRS}$  y  $T_{RS}$  son las transmitancias en el régimen estimulado y espontáneo, respectivamente. En la tabla 3-7 se resumen los datos obtenidos.

$$P_{SRS}^{th} = \frac{P_s^{th}}{T_{SRS}} \quad ; \quad T_{SRS} = 10^{\frac{\Delta_{SRS}}{10}} \quad (3-11)$$

$$P_{RS}^{th} = \frac{P_{SRS}^{th}}{T_{RS}} \quad ; \quad T_{RS} = 10^{\frac{\Delta_{RS}}{10}} \quad (3-12)$$

También se calculó la  $P_{so}$  para una potencia acoplada y su valor fue de  $3.60 \times 10^{-4}$  W. Esta variable se determinó con la ecuación 2-30. Con ella calculada, se calculó la eficiencia de ganancia Raman ( $g_R$ ) con la ecuación 2-31 y se obtuvo un valor de

$4.66 \text{ km}^{-1}\text{W}^{-1}$ . El cálculo de este último parámetro está relacionado con valores experimentales como lo es la potencia crítica y la longitud efectiva. Para este proyecto la longitud efectiva fue de 0.8290 km que es la distancia en la cual se lleva a cabo el efecto Raman.

**Tabla 3-7:** Potencias y transmitancias del esparcimiento Raman estimulado y espontáneo a la salida de la FOP en el umbral.

$P_s^{th}$ (W)	$T_{SRS}$	$T_{RS}$	$P_{SRS}^{th}$ (W)	$P_{RS}^{th}$ (W)
1.09	$1.88 \times 10^3$	1.06	$5.79 \times 10^{-4}$	$5.48 \times 10^{-4}$

Por otro lado, por esparcimiento Rayleigh hay una pérdida del 0.52 W para una potencia acoplada en el núcleo de la FOP ( $P_c^{th}$ ) de 1.61 W que es el umbral del efecto Raman estimulado. De este 0.52 W que se esparce, se acoplan y llegan a la salida de la FOP  $5.48 \times 10^{-4}$  W de potencia Raman espontánea. El esparcimiento Rayleigh se calcula con la ecuación 3-13.

$$P_{Ray}^{esp} = P_c^{th} - P_s^{th} \quad (3-13)$$

Ahora bien, ¿cuánto vale el factor A que nos dice cuánto de la potencia acoplada se transforma en potencia Raman espontánea en el umbral? Para responder esta pregunta partimos del hecho que al estar en el régimen espontáneo estamos considerando la región lineal del efecto Raman, por ello podemos plantear la ecuación 3-14 y obtenemos que  $A = 3.40 \times 10^{-4}$ . Si multiplicamos cualquier potencia acoplada ( $P_c$ ) y dividimos por la longitud de la FOP ( $L = 1 \text{ km}$ ) en ambos lados de la ecuación 3-14, obtenemos la ecuación 3-15; en donde A dividido por L viene siendo el factor de generación Raman ( $R_g$ ) en  $\text{km}^{-1}$ . Además, esta última ecuación nos dice que por cada Watt acoplado se generará  $3.40 \times 10^{-4}$  W de potencia Raman espontánea por km.

$$A = \frac{P_{RS}^{th}}{P_c^{th}} \quad (3-14)$$

$$\frac{P_c A}{L} = P_c R_g = 3.40 \times 10^{-4} \frac{P_c}{\text{km}} \quad (3-15)$$

Como ya se sabe, experimentalmente se observó el crecimiento del primer Stokes en función de la potencia acoplada, sin embargo la experimentación tiene que

corroborar la teoría detrás de este fenómeno; por este hecho se procedió a realizar la simulación de este efecto no lineal partiendo de las ecuaciones diferenciales que rigen al fenómeno (ecuaciones 2-19 y 2-20). Para la simulación se utilizó el método numérico Runge-Kutta de cuarto orden y en dicho método se requieren introducir las ecuaciones diferenciales y las variables constantes por sus valores numéricos correspondientes, los cuales se presentan en la tabla 3-8.

**Tabla 3-8:** Variables constantes utilizadas en la simulación de la evolución del Primer Stokes.

Constantes	Símbolos	Valores numéricos
Longitud de onda del bombeo	$\lambda_p$	1064.35 nm
Longitud de onda del Stokes	$\lambda_{st}$	1115.79 nm
Coefficiente de Atenuación en $\lambda_p$	$\alpha_p$	$0.388 \text{ km}^{-1}$
Coefficiente de Atenuación en $\lambda_{st}$	$\alpha_{st}$	$0.370 \text{ km}^{-1}$
Señal de inicio del SRS	$P_{so}$	$3.60 \times 10^{-4} P_{po}$
Eficiencia de Ganancia Raman	$g_R$	$4.66 \text{ km}^{-1} \text{ W}^{-1}$

En la figura 3-9, se muestra la comparación de la simulación con los resultados experimentales. En ella se puede observar claramente que hay mucha similitud en el comportamiento de ambas; de igual manera, se observan diferencias en el umbral y en la potencia crítica, no obstante el ángulo entre la potencia de salida y la potencia acoplada es muy cercano al obtenido experimentalmente con porcentaje de error del 3%.

Además, en la figura 3-10 se presenta el gráfico de la conservación de la energía que es una manera de corroborar que nuestro experimento fue realizado de forma óptima y que respeta dicha Ley Física. Además, indica que si el efecto Raman no se genera, solo se tendría atenuación lineal en la potencia de bombeo residual, es decir, solo predominaría la región lineal. Para obtener la recta de la región no lineal, se sumaron las potencias de salida del bombeo residual y del primer Stokes para posteriormente ser graficados.

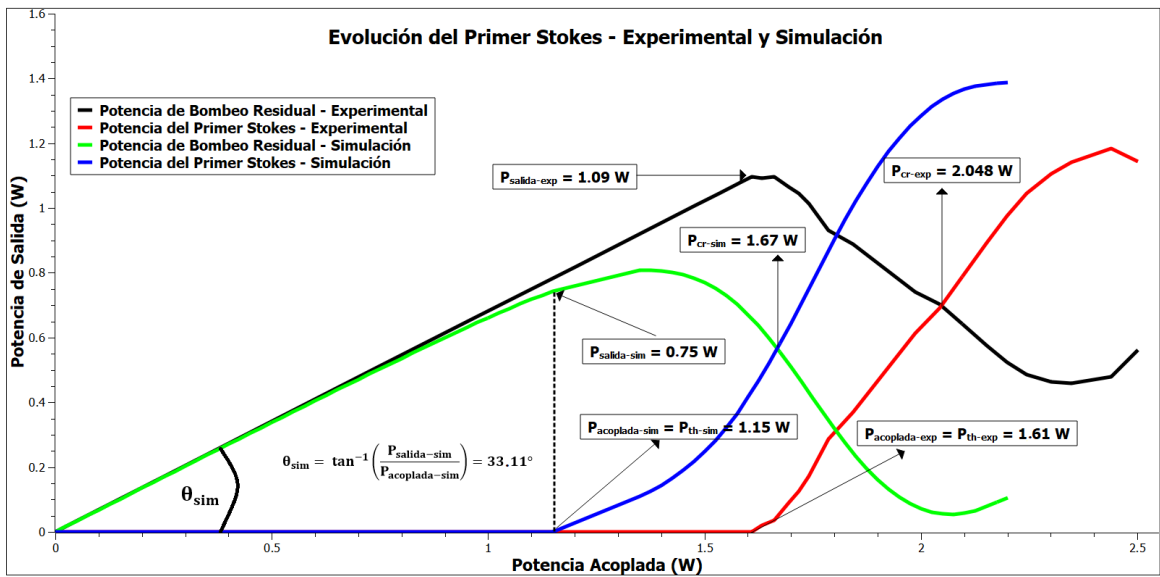


Figura 3-9: Comparación de la curva teórica con la experimental en la evolución del primer Stokes en función de la potencia de acoplamiento

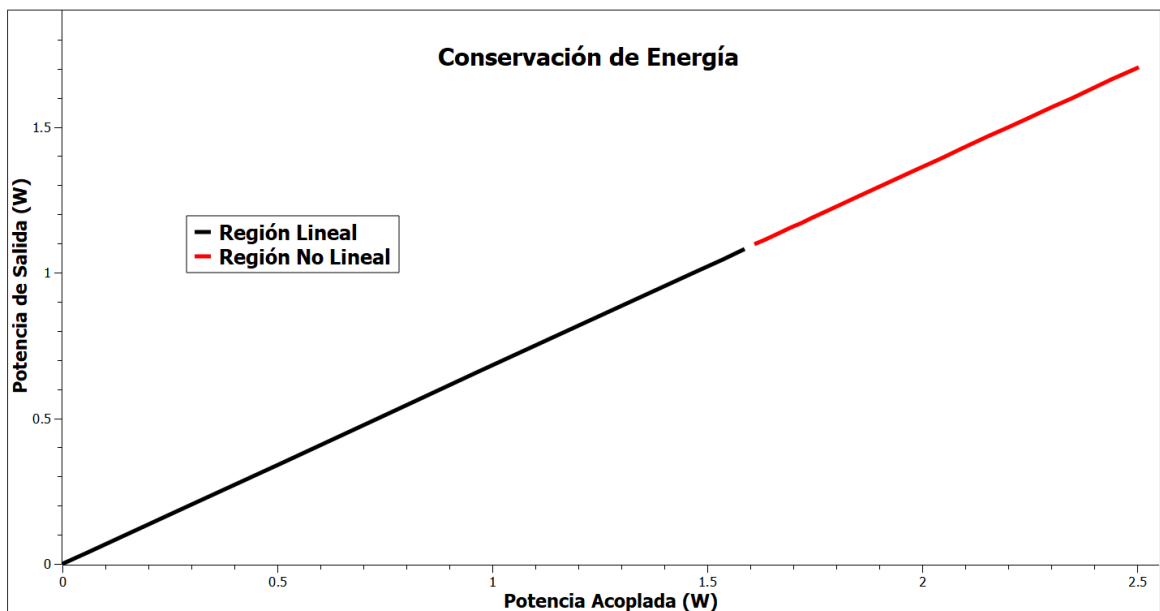


Figura 3-10: Gráfico de conservación de energía.

# Capítulo 4

## Conclusiones, Recomendaciones y Trabajos a Futuro

### 4.1. Conclusiones

1. Se corroboró que la región lineal del gráfico de la potencia de bombeo residual y del primer Stokes en función de la potencia acoplada permite la determinación del coeficiente de atenuación y la eficiencia de acoplamiento con porcentajes de error del 0.51 % y del 0.18 %, respectivamente; presentando alta precisión y veracidad en las mediciones.
2. Además, tiene la versatilidad determinar dichos parámetros característicos de la FOP y de permitir la investigación como se demostró con el estudio realizado en la región umbral del efecto Raman.
3. Se obtuvieron las ecuaciones matemáticas para ambos parámetros, la eficiencia de acoplamiento y el coeficiente de atenuación. Dichas ecuaciones solo dependen de tres variables: la potencia de entrada, la potencia de salida y del ángulo que se forma entre la potencia de salida y la potencia acoplada en la fibra; las ecuaciones son válidas en la región lineal del gráfico que presenta la evolución del primer Stokes.
4. El arreglo experimental presenta las siguientes ventajas:
  - Es un método no destructivo.
  - Utiliza un sistema óptico fácil de diseñar con pocos elementos.



- La fibra óptica de prueba se encuentra totalmente aislada del láser de bombeo.
- No es un método que necesite tener una fibra óptica relativamente corta como referencia.
- El sistema permite, al mismo tiempo, llevar a cabo investigaciones basadas en el efecto no lineal y caracterizar la fibra en uso, como se demostró con los resultados obtenidos.

5. El arreglo experimental presenta las siguientes desventajas:

- Este efecto no lineal requiere de un láser de bombeo de alta potencia.
- El sistema óptico tiene que tener un alto grado de alineación y estar totalmente aislado de cualquier perturbación.

## 4.2. Recomendaciones

1. Se recomienda que a ambas puntas de la fibra óptica de prueba se le empalme una pequeña fracción de una fibra multimodal, alrededor de un cuarto de milímetro. Esto es con el fin de minimizar las reflexiones de Fresnel para que el crecimiento del primer Stokes no se retroalimente con ellas y solo crezca por el haz de bombeo.

## 4.3. Trabajos a Futuro

1. Utilizar el sistema óptico propuesto con otra fibra óptica para generar el efecto Raman y obtener su eficiencia de ganancia Raman para compararlo con la literatura.
2. Determinar otros parámetros característicos de la fibra óptica como lo es la abertura numérica (AN), la longitud de onda de corte, entre otros.
3. Con el sistema óptico propuesto, implementar la técnica de pulido en la fibra óptica monomodal de prueba y hacer una comparación con la técnica de empalmado por fusión de fibras distintas y determinar cuál método presenta una disminución considerable en la señal retroesparcida.

# Bibliografía

- [1] AGRAWAL, Govind P.: *Fiber-Optic Communication Systems*. Tercera Edición. Wiley Interscience, 2002. – Capítulo 6, pags. 243-244
- [2] AGRAWAL, Govind P.: *Nonlinear Fiber Optics*. Cuarta Edición. Academic Press, 2007. – Capítulo 1, pag. 4
- [3] AU YEUNG, John ; YARIV, Amnon: Theory of CW Raman Oscillation in Optical Fibers. En: *J. Opt. Soc. Am.* 69 (1979), Junio, Nr. 6, p. 803–807
- [4] BUCK, John A.: *Fundamentals of Optical Fiber*. Segunda Edición. Wiley-Interscience, 2004. – Capítulo 4, pags. 112-113
- [5] DEL CARMEN AHUMADA RIVERA, María: *Estudio de Aisladores Ópticos en el Infrarojo Cercano*, Centro de Investigación Científica de Educación Superior de Ensenada, Tesis de Maestría, Junio 1993. – Capítulo 2, pags. 3-7; URL: <https://cicese.repositorioinstitucional.mx/jspui/handle/1007/2309>
- [6] DE LA CRUZ-MAY, L. ; ÁLVAREZ CHAVEZ, J. A. ; MEJÍA, E.B. ; FLORES-GIL, A. ; MENDEZ-MARTINEZ, F. ; WABNITZ, S.: Raman Threshold for nth-order cascade Raman Amplification. En: *Optical Fiber Technology* 17 (2011), Mayo, Nr. 3, p. 214–217
- [7] DE LA CRUZ-MAY, L. ; MEJÍA, E. B. ; BENAVIDES, O. ; JIMÉNEZ, J. V. ; CASTRO-CHACÓN, J. ; M-MAY-ALARCÓN: Novel Technique for Obtaining the Raman Gain Efficiency of Silica Fibers. En: *IEEE Photonics Journal* 5 (2013), Agosto, Nr. 4
- [8] DE LA CRUZ MAY, Lelio: *Ytterbium Doped and Raman Fiber Lasers*, Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., Tesis Doctoral, Octubre 2009. – Capítulo 1, pags. 2-7 y Capítulo 2, pag. 32

- 
- [9] DELGADO, Guilleromo S.: *Función de Respuesta Raman en Fibras Dopadas con P2O5*, Centro de Investigaciones en Óptica, A. C., Tesis de Maestría, Diciembre 2011. – Capítulo 1, pag. 11
- [10] DOWNING, James N.: *Fiber-Optic Communications*. Delmar Cengage Learning. – Capítulo 3, pag. 67
- [11] FARAHANI, Mostafa A. ; GOGOLLA, Torsten: Fiber with Modulated Probe Light for Distributed Temperature Raman Remote Sensing. En: *Journal of Lightwave Technology* 17 (1999), Agosto, Nr. 8, p. 1379–1391
- [12] GHATAK, Ajoy ; THYAGARAJAN, K.: *Introduction to Fiber Optics*. Cambridge University Press, 1998. – Capítulo 3, pags. 29-41 y Capítulo 19, pags. 411-423
- [13] GHATAK, Ajoy ; THYAGARAJAN, K.: *Fiber Optic Essentials*. Wiley-Interscience, 2007. – Capítulo 5, pags. 55-57
- [14] GOFF, D.R.: *Fiber Optic Reference Guide. A Practical Guide to Communications Technology*. Tercera Edición. Focal Press, 1995
- [15] HERNÁNDEZ, Maribel J.: *Optical Fibers as active Media for Lasers (Raman-Type and Tm-doped)*, Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., Tesis Doctoral, Enero 2018. – Capítulo 1, pags 2-18
- [16] HUI, Rongqing ; O’SULLIVAN, Maurice: *Fiber Optic Measurement Techniques*. Academic Press, 2009. – Capítulo 1, pags. 58-65 y Capítulo 4, pags. 382-385
- [17] IL KWEON, Gyeong ; SHIK PARK, In: Splicing Losses Between Dissimilar Optical Waveguide. En: *Lightwave Technology* 17 (1999), Abril, Nr. 4, p. 690–703
- [18] LLANOS, Oscar Javier B.: *Estudio de un Sistema Láser Híbrido de Iterbio (YB+3) y tipo Raman*, Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., Tesis de Maestría, Octubre 2016. – Capítulo 3, pags. 21-25
- [19] LOUDON, R.: Theory of Stimulated Raman Scattering from Lattice Vibrations. En: *Proc. Phys. Soc.* 82 (1963), Mayo, p. 393–400
- [20] MASTERS, Barry R.: C. V. Raman and the Raman Effect. En: *OPN* (2009), Marzo, p. 40–45

- [21] O.FRAZAO ; CORREIA, C. ; GIRALDI, M. T. M. R. ; MARQUES, M. B. ; SALGADO, H. M. ; MARTINEZ, M. A. G. ; COSTA, J. C. W. A. ; BARBERO, A. P. ; BAPTISTA, J. M.: Stimulated Raman Scattering and its Application in Optical Communications and Optical Sensors. En: *The Open Optics Journal* 3 (2009), p. 1–11
- [22] PADRÓN, Héctor G.: *Desarrollo de Dispositivos Magnetoópticos por Fibra Óptica de Plástico basado en el Efecto Faraday*, Universidad Complutense de Madrid, Tesis Doctoral, Mayo 1992. – Capítulo 1, págs. 2-11; URL: <https://eprints.ucm.es/1889/1/T17600.pdf>
- [23] RIVERA, Juan José A. ; OBANDO, Edgar Yamid R.: *Manual para la Caracterización de la Fibra Óptica en DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing)*, Universidad Politécnica Salesiana, Tesis de Pregrado, Abril 2014. – Capítulo 1, pag. 15; URL: <https://dspace.ups.edu.ec/bitstream/123456789/7119/1/UPS-CT003888.pdf>
- [24] SHEN, Y. R. ; BLOEMBERGEN, N.: Theory of Stimulated Brillouin and Raman Scattering. En: *Physical Review* 137 (1965), Marzo, Nr. 6A, p. 1787–1805
- [25] SINGH, Rajinder: C. V. Raman and the Discovery of the Raman Effect. En: *Physics in Perspective* 4 (2002), p. 399–420
- [26] SINGH, S. P. ; GANGWAR, R. ; SINGH, N.: Nonlinear Scattering effects in Optical Fibers. En: *Progress in Electromagnetics Research* 74 (2007), p. 379–405
- [27] SUMIDA, Shin ; MURATA, Hisashi ; KATSUYAMA, Yutaka: A New Method of Optical Fiber Loss Measurement by the Side-Illumination Technique. En: *Journal of Lightwave Technology* 2 (1984), Octubre, Nr. 5, p. 642–646
- [28] TOBIN, Marvin C. ; BAAK, Tryggve: Raman Spectra of some Low-Expansion Glasses. En: *Journal of the Optical Society of America* 58 (1968), Noviembre, Nr. 11, p. 1459–1461
- [29] WANG, Chen-Show: Theory of Stimulated Raman Scattering. En: *Physical Review* 182 (1969), Junio, Nr. 2, p. 482–494
- [30] YU, Nu: *Coupling of a Semiconductor Laser to a Single-Mode Fiber*, Universidad de Huazhong, Tesis de Maestría, Febrero 1987. – Capítulo 2, pag. 6; URL: <https://pdfs.semanticscholar.org/7b29/ddfdbb58fdee622164dd102489ebafe86f5d.pdf>