

Estudio y Simulación de los efectos no lineales Scattering Estimulado de Brillouin (SBS) y Scattering Estimulado de Raman (SRS) en una Fibra Óptica Monomodo

Guano H.*; Molina P.**; Jiménez M.*

*Escuela Politécnica Nacional, Facultad de Ingeniería Electrónica y Telecomunicaciones, Quito, Ecuador
e-mail: emailhenry_a_guano_h@hotmail.com ; maria.jimenez@epn.edu.ec

**Escuela Politécnica Nacional, Facultad de Ingeniería Electrónica y Telecomunicaciones, Guayaquil, Ecuador
e-mail: panqys@gmail.com

Resumen: Debido al gran auge de la fibra óptica como medio de transmisión, es imprescindible estudiar los fenómenos no lineales que se producen al propagar una señal luminosa en dicho medio, ya que éstos resultan ser perjudiciales en la transmisión. En este trabajo se estudia y simula los efectos no lineales Scattering Estimulado de Brillouin (SBS) y Scattering Estimulado de Raman (SRS) en una fibra óptica monomodo de dióxido de silicio (SiO_2) a fin de determinar su afectación en la calidad de una transmisión.

Palabras clave: Transmisión por Fibra óptica, fenómenos no lineales, Scattering Estimulado de Brillouin (SBS), Scattering Estimulado de Raman (SRS).

Abstract: Due to the huge penetration of the optical fiber as a transmission medium, it is essential to study the nonlinear phenomena that occur during the propagation of an optical signal in such medium, since they are detrimental to the transmission. In this paper a study and simulation of the non linear phenomena Stimulated Brillouin Scattering and Stimulated Raman Scattering in a single mode silicon dioxide (SiO_2) fiber are considered in order to determine its effect in the transmission quality.

Keywords: Optical fiber transmission, nonlinear phenomena, Stimulated Brillouin Scattering (SBS), Stimulated Raman Scattering (SRS).

1. INTRODUCCIÓN

En los sistemas de comunicaciones por fibra óptica, las largas distancias involucradas y la utilización de técnicas de multiplexación como WDM (*Wavelength Division Multiplexing*), hacen que los efectos no lineales sean cada vez más importantes, de ahí la necesidad de estudiarlos y analizarlos, a fin de identificar los métodos y técnicas para evitarlos, corregirlos o compensarlos en el caso que se presenten de manera inevitable.

Los efectos no lineales se producen en todo dieléctrico, esencialmente originados por niveles de potencia excesivos aplicados a ellos, que provocan la presencia de campos electromagnéticos intensos. Al ser la fibra óptica un medio de esta naturaleza, no está exenta de que al estar expuesta a potencias ópticas grandes se presenten efectos no lineales.

Dentro de los efectos no lineales, éstos se pueden categorizar en dos grupos: aquellos relacionados a la dependencia del índice de refracción del núcleo de la fibra óptica con la

potencia de los pulsos transmitidos, que provocan una modulación de fase; y, aquellos relacionados con los fenómenos de scattering estimulado y que conducen a una disminución del nivel de potencia. En este trabajo se estudia y simula a estos últimos.

El objetivo fundamental de estudiar y simular los efectos no lineales de scattering, es determinar, para los diferentes tipos de fibras ópticas, cuáles son los parámetros críticos a partir de los cuales se presentan efectos no lineales indeseables, a fin de operar bajo estas condiciones críticas y evitar la presencia de estos fenómenos degenerativos de la calidad de la transmisión.

2. SCATTERING ESTIMULADO DE BRILLOUIN (SBS)

El mecanismo físico por el cual dos campos ópticos pueden generar una onda de presión sonora es la electrostricción, domina los medios con pocas pérdidas, como lo es la fibra óptica.

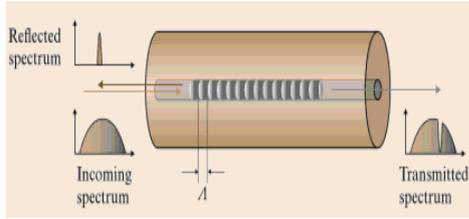


Figura 1: Representación de la Condición de Bragg [7]

Tiene su origen en la emisión de una señal óptica intensa que al propagarse en un medio cristalino como la fibra óptica produce una deformación molecular a nivel de su núcleo debido a la polarización inducida por el campo eléctrico (fenómeno conocido como electrostricción), formándose así una onda acústica que se propaga a la velocidad del sonido en el material; la misma que genera una especie de rejilla móvil de Bragg (ver Figura 1) que se encarga de reflejar en sentido contrario al de la señal emitida, parte de las componentes de frecuencia selectivas alrededor de una frecuencia de Bragg.

El proceso de SBS puede ser interpretado así: el fotón incidente lleva a la molécula de forma temporal a un nivel de energía vibracional o superior (no permitido o virtual), el cual abandona inmediatamente para pasar a uno de los niveles de energía permitidos después de emitir un fotón.

2.1 Representación Matemática de SBS

Las ecuaciones de Maxwell son un conjunto de cuatro ecuaciones que describen por completo los fenómenos electromagnéticos.

Como la luz es una forma de onda electromagnética, implica la existencia de un campo eléctrico descrito a través de dichas ecuaciones. [3]

$$\vec{E}_p(z, t) = A_p(z, t)e^{i(k_p z - \omega_p t)} + c. c \quad (1)$$

$$\vec{E}_s(z, t) = A_s(z, t)e^{i(k_s z - \omega_s t)} + c. c \quad (2)$$

$$\bar{\rho}(z, t) = \rho_0 + [\rho(z, t)e^{i(q_B z - \Omega_B t)} + c. c] \quad (3)$$

Donde:

z : eje de propagación de la fibra

t : tiempo

$\vec{E}_p(z, t)$: Campo eléctrico de la onda incidente

$\vec{E}_s(z, t)$: Campo eléctrico de la onda de Stokes

$\bar{\rho}(z, t)$: Distribución de densidad de la fibra

$A_p(z, t)$: Intensidad de la onda incidente

$A_s(z, t)$: Intensidad de la onda de Stokes

k_p : Vector de onda incidente

k_s : Vector de onda de Stokes

ω_p : Frecuencia angular de la onda incidente

ω_s : Frecuencia angular de la onda de Stokes

ρ_0 : Distribución de densidad inicial

$\rho(z, t)$: Amplitud de la onda acústica

q_B : Vector de onda acústica

Ω_B : Frecuencia de la onda acústica

c.c: Complejo conjugado (artificio matemático para hacer positiva a una ecuación)

En base a estas ecuaciones el campo eléctrico total está dado por: [3]

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_p(z, t) + \vec{E}_s(z, t) \quad (4)$$

Debido a que este conjunto de ecuaciones acopladas no tienen una solución analítica, es necesario modelar varios escenarios no metódicos con el fin de encontrar la respuesta.

Una alternativa particular es considerar las condiciones del estado de equilibrio. Las ecuaciones resultantes de amplitud acopladas del campo eléctrico óptico se convierten, entonces:

$$\frac{dA_p}{dz} = \frac{i\varepsilon_0\omega\gamma_{st}^2 q^2}{2nc\rho_0} \frac{|A_s|^2 A_p}{\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega\Gamma_B} \quad (5)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = \frac{-i\varepsilon_0\omega\gamma_{st}^2 q^2}{2nc\rho_0} \frac{|A_p|^2 A_s}{\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega\Gamma_B} \quad (6)$$

Esto resulta útil al momento de encontrar la intensidad de Stokes a través de la siguiente igualdad:[3]

$$I_{s,p} = 2n\varepsilon_0 c A_{s,p} A_{s,p}^* \quad (7)$$

y asumiendo un factor de ganancia Brillouin: [3]

$$g_B(\Omega) = g_p \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (8)$$

Las ecuaciones que modelan el fenómeno de scattering resultan:

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{dI_p}{dz} = -g_B I_s I_p \quad (9)$$

Adicionalmente se debe tomar en cuenta que las pérdidas de transmisión, α , a lo largo de una fibra de longitud L (cientos de kilómetros) no son despreciables, por lo tanto, se tiene: [1][2][3]

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_s I_p - \alpha I_p \quad (10)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = -g_B I_s I_p + \alpha I_s \quad (11)$$

La intensidad de la onda de Stokes I_s experimenta un crecimiento exponencial a medida que se propaga en dirección contra propagante a la onda incidente a través del medio. Una vez que ésta ha crecido hasta una intensidad comparable a la onda de bombeo, su valor es máximo y la intensidad del campo incidente sufre un deterioro significativo; bajo estas condiciones se resuelven las ecuaciones de intensidad mencionadas y resulta: [1][2][3]

$$I_s^{max} = I_s(L) e^{I_p g_B L_{eff} - \alpha L} \quad (12)$$

Donde:

L_{eff} : Longitud efectiva² de la fibra óptica que se relaciona con L .

L : Longitud real de la fibra óptica

α : Atenuación de la fibra óptica

Conocer esta intensidad de Stokes permite establecer algunos parámetros representativos del efecto, como: la ganancia y potencia umbral de Brillouin, estudiados posteriormente.

2.2 Frecuencia Brillouin [1][2][3]

Las variaciones de frecuencia observadas en los fenómenos de scattering son equivalentes a variaciones de energía debido a las vibraciones.

De acuerdo al principio de conservación de energía, la onda de Stokes debe ser de una frecuencia menor a la del haz incidente, este desplazamiento en frecuencia se conoce como frecuencia Brillouin ν_B .

La frecuencia Brillouin depende del ángulo de Bragg y la velocidad de la onda acústica v_A , según el fenómeno de electrostricción, así:

$\nu_B(\theta_B = \pi)$: Máxima cuando el esparcimiento sea en la dirección opuesta a la señal incidente.

$\nu_B(\theta_B = 0)$: Nula cuando el esparcimiento sea en la misma dirección de propagación.

$$\nu_B = \frac{2n v_A}{\lambda_p} \approx 11,2 \text{ GHz} \quad (13)$$

λ_p : Longitud de onda de la luz incidente = 1550 nm

2.3 Ganancia Brillouin

El crecimiento de la onda de Stokes se caracteriza por el espectro de ganancia Brillouin $g_B(\Omega)$, ya que depende de la desviación de frecuencia, el cual alcanza un máximo en $\Omega = \Omega_B = \nu_B$, cuando dicha desviación coincide con la frecuencia Brillouin. [3]

$$g_B(\Omega) = g_p \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (14)$$

Donde:

$\Gamma_B = \frac{1}{\tau_B}$: Tiempo de amortiguación de las ondas acústicas

$\tau_B \sim 10 \text{ ns}$: Tiempo de vida del fonón

g_p : Pico de ganancia máxima

Ω : Valor de frecuencia

² Longitud efectiva: Es la longitud que requiere recorrer la luz para que ocurran los efectos no lineales.

Si la señal aplicada cambia el valor de la frecuencia Brillouin ν_B en un pequeño porcentaje de manera periódica, el resultado del espectro de ganancia Brillouin es mucho más amplio que aquel producido por un valor fijo de ν_B .

El cambio en el espectro de ganancia se evidenciará también en las fibras de acuerdo a las características físicas, químicas y la estructura del medio en el que se da la propagación.

En fibras ópticas monomodo la ganancia pico $g_B \approx 5 \times 10^{-11} \text{ m/W}$, y el $\Delta\nu_B \sim 20 - 50 \text{ MHz}$ para λ_p cercanas a $1,55 \mu\text{m}$.

Siendo $\Delta\nu_B$ el ancho de banda de la ganancia Brillouin.

2.4 Potencia Crítica o Umbral

Se da cuando la potencia de la fuente a la cual el haz transmitido se iguala a la onda de Stokes, esto hace que se restrinja la potencia de entrada; sin embargo, experimentalmente se registra pérdidas de potencia a niveles muy por debajo del umbral.[3]

La potencia umbral depende de:

El ancho y repetición del pulso de bombeo (la onda acústica debe interactuar durante un tiempo suficiente con la onda de bombeo)

La anchura espectral y modulación (la potencia crítica aumenta cuando el espectro incidente supera al ancho o velocidad de modulación del espectro de ganancia Brillouin)

La polarización (las polarizaciones de la radiación de Stokes y del haz incidente no son iguales).

De forma particular para el SBS la potencia crítica es:[11]

$$P_{cr(SBS)} \approx 21 \frac{A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (15)$$

Donde A_{eff} es el área efectiva³ de la fibra.

Su estimación matemática incluye el cálculo previo de la intensidad de Stokes. Para fibras ópticas monomodo, este valor está en el orden de las unidades de los mW.

3. SCATTERING ESTIMULADO DE RAMAN [1][2][3]

Si bien el SBS y el SRS se asemejan en gran parte de su origen físico, ambos difieren su proceso estimulante ya que la creación de nuevos modos de vibración presenta frecuencias diferentes entre ellos. Difieren también porque las

³ Área efectiva: Constituye la sección eficaz de área de la fibra ocupada por el campo del modo fundamental.

componentes de scattering se propagan en direcciones: co-propagante y contra-propagante al haz incidente.

De forma análoga al proceso físico del SBS, si el fotón esparcido absorbe energía del fotón incidente tendrá mayor energía y se forma la componente anti-Stokes, ambas componentes (Stokes y Anti-Stokes) producen una realimentación positiva al inducir la creación de nuevos fonones, en este caso ópticos.

Los dipolos eléctricos que se inducen en las moléculas de la fibra dependen de la distancia interatómica entre ellas; por lo tanto, si los enlaces entre átomos vibran, el momento dipolar también cambiará. La molécula no permanece mucho tiempo en este estado.

Estos cambios vibracionales (fonones ópticos) crean una redistribución de carga en la nube electrónica de la molécula conocida como *polarizabilidad de la molécula*. Concepto útil al modelar el efecto.

El origen físico del scattering estimulado de Raman proviene justamente de los movimientos de vibración de las moléculas producto de la variación en la polarizabilidad de las mismas a la frecuencia del fonón óptico $\nu_o = \nu_p \pm \nu_{(Stokes \text{ o anti-Stokes})}$ y provocada por el haz intenso de bombeo, ver Figura 2. [3]

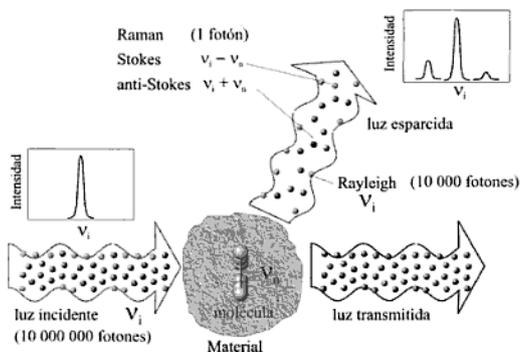


Figura 2: Proceso físico del SRS [9]

3.1 Representación Matemática de SRS

El estudio del fenómeno del SRS involucra nuevamente el tratamiento electromagnético asociado a las ecuaciones de Maxwell, con algunas consideraciones propias del efecto. Esta representación presentada a continuación será útil para una posterior conceptualización de parámetros tales como: umbral de potencia y ganancia Raman. [3]

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s - \alpha I_s \quad (16)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_R I_p I_s - \alpha I_p \quad (17)$$

Donde:

ω_s : Frecuencia angular de la onda de Stokes

ω_p : Frecuencia de la onda incidente

I_s : Intensidad de la onda de Stokes

I_p : Intensidad de la onda incidente

α : Atenuación propia de la fibra óptica

g_R : Coeficiente de ganancia Raman inducida en el proceso de scattering.

La respuesta no lineal asociada tanto al SRS como al SBS se representa en la NLSE (*NonLinear Schrödinger Equation*) mediante la susceptibilidad de tercer orden.

Derivándose del bloque de ecuaciones que describen el efecto SRS y de forma particular para las fibras ópticas monomodo, una aproximación de la potencia total transmitida luego de experimentar scattering, es: [7]

$$P_{out} = g_R \frac{P_{in}^2 \times L_{eff}}{A_{eff}} \quad (18)$$

Donde:

A_{eff} : Área efectiva del tramo de fibra

L_{eff} : Longitud efectiva del tramo de fibra

P_{in} : Potencia incidente

3.2 Frecuencia Raman

La diferencia energética entre la energía del fotón de scattering y el fotón incidente origina el fonón óptico; este concepto es análogo a la frecuencia Brillouin con el fonón acústico.

Los fonones ópticos dependen de la composición y estructura exclusiva de las moléculas, por lo tanto esta información es única para cada molécula.

La frecuencia Raman representa el valor central del espectro de ganancia Raman. De manera experimental se ha determinado para fibras monomodo de Silicio que la frecuencia Raman es $\nu_R = 13 \text{ THz}$ [3]

3.3 Espectro de Ganancia Raman

De forma equivalente al SBS, el crecimiento de la onda de scattering está caracterizado por el espectro de ganancia Raman g_R , ya que depende de la variación de frecuencia $(\nu_p - \nu_o)$ y $(\nu_p + \nu_o)$, la cual alcanza un máximo en g_R equivalente a la frecuencia Raman.

Aunque es difícil encontrar una representación analítica para el espectro de ganancia Raman, a través del desarrollo matemático de la ecuación de intensidad Stokes mencionada anteriormente, es posible aproximar un perfil espectral, tal como se mencionó en el SBS, así: [3]

$$g_R(\Omega) = g_R \frac{\Omega_R}{1 + (\Omega - \Omega_R)^2 \Gamma_R^2} \quad (19)$$

Donde el tiempo de vida del fonón óptico es $\tau_R \sim 0.1 \text{ ps}$

De manera *experimental* en fibras monomodo de silicio se tiene una ganancia Raman de $g_R = 6 \times 10^{-14} \text{ mW}$ para longitudes de onda cercanas a $1,55 \mu\text{m}$.

3.4 Potencia Umbral de Raman [11]

La potencia umbral de Raman depende de:

La polarizabilidad de la molécula
 La intensidad de la fuente
 El tipo de material y además de otros factores no mencionados en este estudio. Su valor queda determinado por:

$$P_{cr(SRS)} \approx f_{th} \frac{A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (20)$$

Donde:

- f_{th} : Factor Raman para la potencia umbral
- $f_{th} = 16$: Configuración co-propagante
- $f_{th} = 20$: Configuración contra-propagante

De forma similar a la potencia umbral Brillouin, este valor se deriva de la intensidad obtenida en el modelado matemático.

4. SIMULADOR UTILIZADO

La forma de modelar los efectos no lineales de scattering que provocan los haces de luz muy intensos en las fibras ópticas, es mediante la solución numérica de la ecuación no lineal de Schrödinger. De forma general, esta ecuación no tiene soluciones analíticas, sin embargo, la herramienta utilizada es el método matemático de *split - step Fourier (SSFM)* para resolverla. [11]

Para efectos de simular los fenómenos no lineales de scattering observables en una fibra óptica, es posible emplear diferentes tipos de software, cuyo principio se fundamenta en la solución de la NLSE mediante el método SSFM.

Dentro de las alternativas de software analizadas se escogió OptiSystem por ser una herramienta versátil y que se ajusta a los requerimientos.

4.1 Ecuación No Lineal de Schrödinger NLSE

La NLSE es una herramienta matemática muy útil que permite esbozar la propagación de la envolvente de un grupo de ondas en un medio dispersivo y no lineal, características propias de la fibra óptica; es por esta razón que se aprovecha

sus múltiples aplicaciones físicas para estudiar el cambio de una onda portadora (óptica) excitada por efectos no lineales.

$$\frac{\partial A(t, z)}{\partial z} = -\frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{2} \frac{\partial^3 A(t, z)}{\partial t^3} - \frac{\alpha}{2} A(t, z) + i\gamma \left[|A(t, z)|^2 A(t, z) + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial(|A|^2 A)}{\partial t} - T_R \frac{\partial(|A|^2)}{\partial t} A \right] \quad (21)$$

Donde:

β_2 : Constante de propagación de segundo orden [s^2/m].

β_3 : Constante de propagación de tercer orden [s^3/m].

γ : Coeficiente no lineal = $\frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}} [\text{W}/\text{m}]^{-1}$.

n_2 : Coeficiente de índice no lineal.

A_{eff} : Área efectiva (zona en el núcleo).

λ_0 : Longitud de onda central.

ω_0 : Frecuencia angular central.

T_R : Pendiente de la ganancia Raman ($\sim 5 \text{ fs}$).

4.2 Método Split-Step Fourier (SSFM) [11]

El SSFM es un método numérico pseudo-espectral utilizado en este caso por el simulador para resolver la NLSE. Su nombre surge por dos razones:

El método se basa en el cálculo de la solución en pequeños pasos, los mismos que son discriminados entre lineales y no lineales.

Es necesario la transformada rápida de Fourier (FFT).

4.3 Esquema General de Simulación del Software Optisystem

A continuación se presenta el esquema general del simulador y una breve descripción de cada componente.

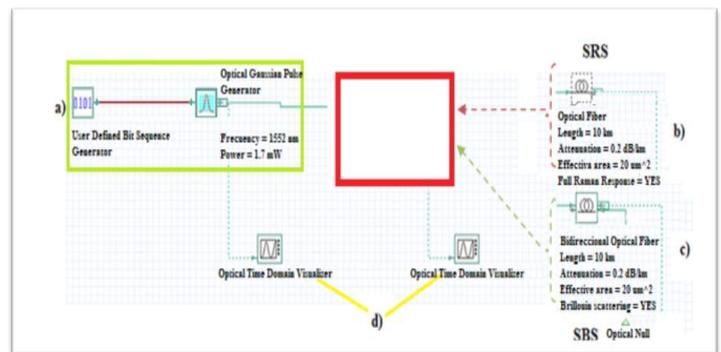


Figura 3: Esquema general de simulación [5]

- a) Generación de la señal de bombeo
- b) Parámetros de la fibra óptica, selección del scattering Raman a analizar.
- c) Parámetros de la fibra óptica, selección del scattering Brillouin a analizar.
- d) Visualizadores

4.3.1 Señal de Entrada

La señal de entrada se define como un pulso Gaussiano por las siguientes razones:

Si se aplica la transformada de Fourier a la definición de pulso gaussiano, como resultado se obtiene el mismo pulso gaussiano, esto hace que la utilización de esta señal como entrada resulte matemáticamente conveniente, ya que resulta fácil pasar del dominio del tiempo al dominio de la frecuencia.

Una característica de los pulsos gaussianos es la facilidad de variar el factor de chirp, lo cual resulta de mucha utilidad ya que en los láseres que son construidos con semiconductores al momento de modular una señal, que originalmente no se encuentra desplazada en frecuencia, adquiere un cierto desplazamiento que se puede simular con la ayuda del chirp.

4.3.2 Optical fiber

El componente de fibra óptica simula la propagación de un campo óptico en una fibra monomodo, bajo efectos de scattering y no linealidades, teniéndose en cuenta la solución numérica directa con la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE). Dicho bloque permite simular el SRS.

4.3.3 Bidirectional Optical Fiber

El componente simula la propagación bidireccional de configuración arbitraria de las señales ópticas en una fibra óptica monomodo, mediante el NLSE se analizará la interacción dinámica entre la distribución de energía de las señales a lo largo de la fibra. Dicho bloque permite simular el SBS.

4.3.4 Visualizadores

Herramientas gráficas, mediante las cuales es posible observar las distintas señales involucradas en cada esquema de simulación.

5. SIMULACIÓN DE LOS FENÓMENOS SBS y SRS

En base a los parámetros antes descritos, existen factores que afectan directamente en la generación de efectos no lineales tales como el área efectiva y la longitud de la fibra óptica.

La simulación permite corroborar cómo los efectos no lineales de scattering producen un decaimiento importante en la potencia de una señal que se transmite a lo largo de un tramo de fibra óptica expuesta a altos niveles de potencia incidente. La simulación se realiza considerando tres grupos de casos:

5.1 Grupo A

Este conjunto de casos considera una serie de valores tomados como constantes para una fibra óptica monomodo

NZ-DSF⁴, especificados en la recomendación ITU-T G.655, donde el único parámetro a modificarse lo constituye la longitud de fibra considerada.

5.1.1 Parámetros constantes

Se consideran como parámetros constantes tanto el área efectiva de la fibra como su atenuación.

$A_{eff} = 63 \mu m^2$ Valor considerado de las especificaciones técnicas dadas por el fabricante Optral que cumplen con la recomendación ITU-T G.655.

$\alpha_{dB} = 0,2 \frac{dB}{km}$, a partir de esta ecuación surge la igualdad lineal: $\alpha = 0,23 \times \alpha_{dB} = 0,23 \times 0,2 = 0,046$

El valor de atenuación estandarizado $\alpha_{dB} = 0,2 \frac{dB}{km}$, es tomado de acuerdo a la recomendación ITU-T G.650.2.

5.1.2 Parámetro variable

La longitud del tramo de fibra se variará para apreciar la influencia de ambos efectos no lineales a diferentes distancias, con un área efectiva constante. Se considerarán longitudes de fibra de 5 Km, 10 Km, 20 Km, 30 Km, 40 Km, 50 Km, 60 Km, 70 Km, 1000 Km y 10000 Km.

A continuación se presenta un ejemplo de cálculo teórico, de la longitud efectiva de la fibra y de las correspondientes potencias umbrales de Brillouin y Raman, así como de la potencia de salida, en base a las ecuaciones anteriormente analizadas, para una longitud de fibra $L = 5 Km$ y con los parámetros constantes definidos en 5.1.1.

$$L_{eff} = \frac{(1 - e^{-\alpha L})}{\alpha} \quad (22)$$

$$L_{eff} = \frac{(1 - e^{-0,046 \times 5})}{0,046} = 4060,60 m$$

$$P_{cr(SBS)} = \frac{21 \times A_{eff}}{g_B \times L_{eff}} \quad (23)$$

$$P_{cr(SBS)} = \frac{21 \times 63 \times 10^{-12}}{5e^{-11} \times 4060,60} = 6,52 mW \rightarrow P_{in} = 7mW$$

$$P_{cr(SRS)} = \frac{16 \times A_{eff}}{g_R \times L_{eff}} \quad (24)$$

$$P_{cr(SRS)} = \frac{16 \times 63 \times 10^{-12}}{6e^{-14} \times 4060,60} = 4,14 W$$

$$P_{out} = g_R \frac{P_{in}^2 \times L_{eff}}{A_{eff}} \quad (25)$$

$$P_{out} = 6e^{-14} \times \frac{(7 \times 10^{-3})^2 \times 4060,60}{63 \times 10^{-12}} = 0,1895 mW$$

⁴ Fibra NZ-DSF (Non Zero Dispersion Shifted Fiber): Son fibras monomodo para las cuales el cero de la dispersión cromática se ubica por arriba o por abajo de los 1550nm.

Estos cálculos son importantes, pues luego la potencia crítica de Brillouin calculada es tomada como la potencia de referencia y, para efectos de la simulación se escoge una potencia mayor que ésta, con la cual se garantiza la presencia de los dos efectos no lineales de SRS y SBS.

En las siguientes secciones se simulará los efectos SRS y luego SBS para las condiciones descritas anteriormente.

5.1.3 Descripción gráfica del SRS

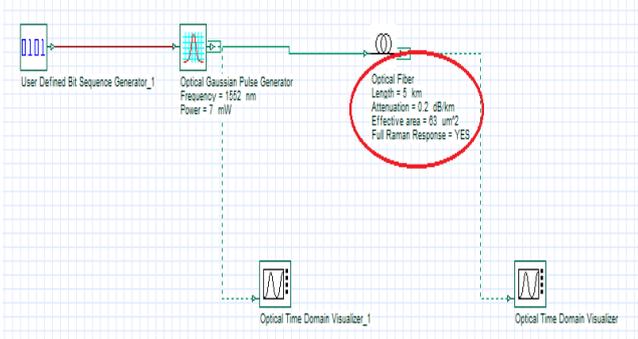


Figura 4: Proceso gráfico del SRS [5]

5.1.4 Propiedades del bloque de simulación "Optical Fiber"

En esta pestaña se ingresa el valor de atenuación y la longitud del tramo de fibra óptica a analizar.

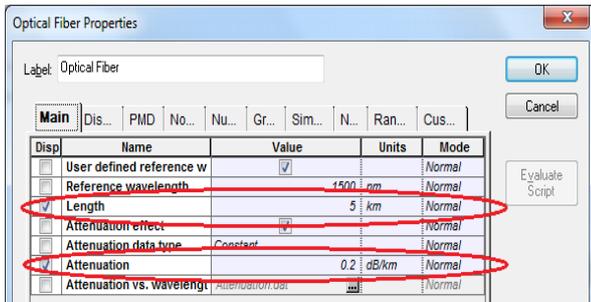


Figura 5: Módulo de propiedades "Optical Fiber" [5]

5.1.5 Pestaña de no-linealidades

La pestaña de no linealidades permite ingresar el valor del área efectiva y además activar el fenómeno no lineal, en este caso SRS, ver Figura 6.

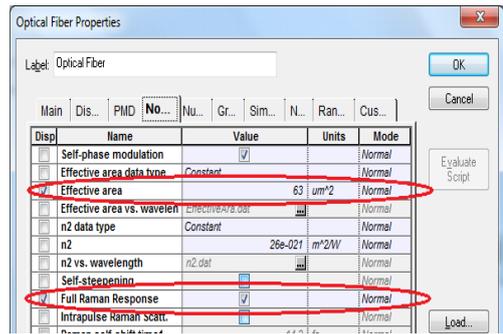


Figura 6: Módulo de no linealidades [5]

5.1.6 Pestaña de dispersiones

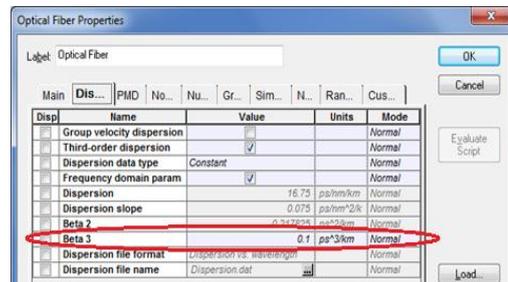


Figura 7: Módulo de propiedades [5]

Esta pestaña permite ingresar el coeficiente de tercer orden, β_3 , que influye de manera directa en la ecuación no lineal de Schrödinger y que además es el factor que representa a los efectos no lineales de SRS y SBS, ver Figura 7.

5.1.7 Señal de entrada $P_{in} \approx 7,35 \text{ mW}$

En esta figura se observa la señal de entrada en el dominio temporal, un pulso gaussiano, cuyo valor considerado es derivado de los cálculos realizados y superior a la potencia crítica de Brillouin.

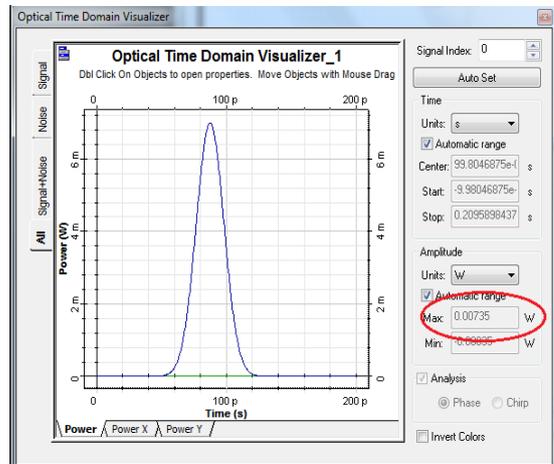


Figura 8: Pulso de entrada [5]

obteniéndose resultados aproximadamente iguales mediante el uso de la herramienta computacional.

Tabla 2: Cuadro de errores del GRUPO A

L (Km)	V _r	V _m	E _α	E _τ	E _τ %
5	0,1895	0.1943	0,0048	0,0253	2,53
10	0,1110	0,1110	0	0	0
20	0,1019	0.1006	0,0013	0,0127	1,27
30	0,0745	0.0750	0,0005	0,0067	0,67
40	0,0698	0.0690	0,0008	0,0114	1,14
50	0,0677	0.0683	0,0006	0,0088	0,88
60	0,0636	0.0641	0,0005	0,0078	0,78
70	0,0585	0.0594	0,0009	0,0153	1,53
1000	0,0544	0.0545	0,0001	0,0022	0,22
10000	0,0482	0.0482	0	0	0

Donde el valor real (V_r) es el resultado del proceso matemático desarrollado y el valor medido (V_m) es resultado de la simulación.

5.2 Grupo B

En este tipo de casos a diferencia del bloque anterior, se toma la longitud del tramo de fibra analizada como constante, particularmente se considera una longitud de fibra de 10 Km.

El mantener constante la longitud de la fibra proporciona un mayor grado de libertad para poder alterar otro factor de la fibra óptica; en este caso se cambiarán los valores de área efectiva de la fibra monomodo.

Se consideran valores de área efectiva estandarizados para fibras ITU-T G.652, ITU-T G.653, ITU-T G.654 e ITU-T G.655, ver Tabla 3.

Tabla 3: Cuadro de Áreas efectivas Fuente: ITU-T

ÁREA EFECTIVA	TIPO DE FIBRA
20 μm ²	Corning ® PureForm Single Mode Fiber DCM ® cumple ITU-T G.652 (SMF)
45 μm ²	ITU-T G.653 (DSF)
50 μm ²	ITU-T G.653 (DSF)
55 μm ²	ITU-T G.653 (DSF)
65 μm ²	ITU-T G.655 (NZ-DSF)
70 μm ²	ITU-T G.655 (NZ-DSF)
72 μm ²	ITU-T G.655 (NZ-DSF)
80 μm ²	ITU-T G.652 (SFM)
85 μm ²	ITU-T G.655 (NZ-DSF)
100 μm ²	ITU-T G.654 (DSF)

5.2.1 Parámetros constantes

$$L = 10 \text{ Km}$$

$$L_{eff} = 952,38 \text{ m}$$

$\alpha_{dB} = 0,2 \frac{dB}{km}$, a partir de esta ecuación surge la igualdad lineal: $\alpha = 0,23 \times \alpha_{dB} = 0,23 \times 0,2 = 0,046$

El valor de atenuación estandarizado $\alpha_{dB} = 0,2 \frac{dB}{km}$, es tomado de acuerdo a la recomendación ITU-T G.650.2.

5.2.2 Parámetro variable

A continuación se presenta un ejemplo de cálculo considerando la longitud de fibra $L = 10 \text{ Km}$.

Condición:

$P_{in} \geq P_{cr(SBS)}$ (Valor requerido para que se produzcan los efectos no lineales)

$$A_{eff} = 20 \text{ um}^2$$

$$P_{cr(SBS)} = \frac{21 \times A_{eff}}{g_B \times L_{eff}} \quad (26)$$

$$P_{cr(SBS)} = \frac{21 \times 20 \times 10^{-12}}{5e^{-11} \times 7286,88} = 1,15 \text{ mW} \rightarrow P_{in} = 1,7 \text{ mW}$$

$$P_{cr(SRS)} = \frac{16 \times A_{eff}}{g_R \times L_{eff}} \quad (27)$$

$$P_{cr(SRS)} = \frac{16 \times 20 \times 10^{-12}}{6e^{-14} \times 7286,88} = 0,73 \text{ W}$$

$$P_{out} = g_R \frac{P_{in}^2 \times L_{eff}}{A_{eff}} \quad (28)$$

$$P_{out} = 6e^{-14} \times \frac{(1,7 \times 10^{-3})^2 \times 7286,88}{20 \times 10^{-12}} = 0,0632 \text{ mW}$$

La descripción gráfica tanto del SRS como del SBS usadas anteriormente en los casos del Grupo A son las mismas, lo único que cambia son los parámetros, por tal motivo para este grupo solo se presentarán los resultados obtenidos.

5.2.3 Gráfica de la potencia de salida para diferentes áreas efectivas de la fibra óptica.

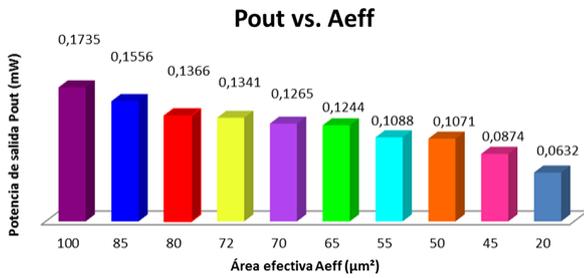


Figura 16: Esquema estadístico Pout vs Aeff

5.2.4 Cuadro de Errores

Tabla 4: Cuadro de errores del GRUPO B

$A_{eff} \mu m^2$	V_r	V_m	E_a	E_r	$E_r \%$
20,00	0,0632	0,0631	0,0001	0,0015	0,15
45,00	0,0874	0,0874	0	0	0
50,00	0,1071	0,1074	0,0003	0,0028	0,28
55,00	0,1088	0,1098	0,001	0,0091	0,91
65,00	0,1244	0,1241	0,0003	0,0024	0,24
70,00	0,1265	0,1260	0,0005	0,0039	0,39
72,00	0,1341	0,1342	0,0001	0,0007	0,07
80,00	0,1366	0,1372	0,0006	0,0044	0,44
85,00	0,1556	0,1563	0,0007	0,0045	0,45
100,00	0,1735	0,1741	0,0006	0,0035	0,35

5.3 Grupo C

Gracias a la versatilidad que el programa ofrece, permite variar del coeficiente de tercer orden (TOD), esto se considerará en los casos a analizar dentro de este grupo.

5.3.1 Coeficiente de tercer orden (TOD)

Esta constante de propagación, β_3 , es esparsiva porque depende de la frecuencia y puede considerarse como la huella dactilar de cada fibra óptica, dado que sintetiza y diferencia entre sí todas las posibles estructuras de guía de onda, tanto por los materiales como por las geometrías utilizadas.

Cuando un pulso ultracorto (de duraciones entre pico y fempto segundos) se propaga a través de una fibra óptica, éste tiende a perder energía debido a la perturbación causada por el efecto dispersivo de tercer orden, el cual además provoca un cambio en la forma del pulso e introduce fuertes

oscilaciones en sus extremos; y, a medida que β_2 aumenta, las oscilaciones cerca de los bordes del pulso comprimido se vuelven más intensas.

La inclusión del coeficiente β_3 es necesaria cuando $\beta_2 \approx 0$; asimismo, si se considera pulsos ultracortos, aun si $\beta_2 \neq 0$.

Sin embargo, el parámetro β_2 presenta mayor influencia que β_3 durante la propagación, es decir, la asimetría y la distorsión que induce β_3 es inapreciable en los perfiles temporales si ambos trabajan juntos.

En la gráfica siguiente se muestra el pulso de salida degradado por el efecto no lineal de scattering estimulado de Raman, con un β_3 igual a 1.

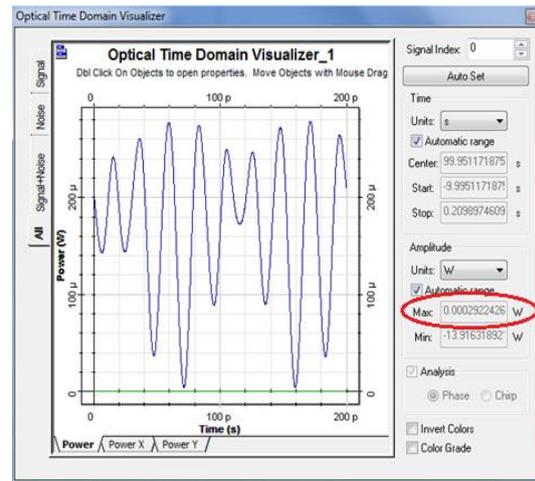


Figura 17: Pulso de salida para $\beta_3 = 1$ [5]

Como se puede apreciar, a medida que aumenta el coeficiente de dispersión de tercer orden, aparecen más armónicos y existe no solamente mayor degradación en la forma de la señal sino también mayor pérdida de potencia.

6. CONCLUSIONES

Los parámetros determinantes que influyen en la presencia de efectos no lineales en una fibra óptica, y que han podido ser estudiados y simulados en este trabajo, son el área efectiva y la longitud efectiva; y, para sistemas multiplexados en longitud de onda se suman el número de canales y el correspondiente espaciado entre ellos.

Los procesos de scattering no lineales se originan a partir de grandes suministros de potencia, los mismos que han podido ser determinados en este trabajo, que alteran la estructura cristalina de la fibra óptica a través de estados vibracionales de las moléculas, conocidos como fonones ópticos para el caso de SRS y acústicos para SBS.

Si se observa los valores de potencia crítica de Brillouin y Raman, resulta ser mayor la última; esto deja a la potencia crítica de Brillouin como una limitante necesaria y suficiente para la potencia incidente, ya que al superar dicho umbral, se tiene una fuerte presencia de ambos fenómenos.

Los efectos de scattering no lineales se producen en los primeros tramos de fibra, pues a medida que la señal va recorriendo mayor distancia su potencia decae y, en consecuencia la propensión a que se presenten luego de una distancia considerable estos efectos disminuye.

La degradación de la onda incidente, producto de los efectos no lineales, se ve reflejada en la forma, amplitud y desplazamiento temporal con respecto a la señal original, tal como se aprecia en las simulaciones realizadas.

Cuanto más se incrementa la distancia del enlace, mayor será la longitud efectiva de la fibra, esto conduce a un descenso de la potencia umbral a partir de la cual se presentan las no linealidades SBS y SRS.

Si se pretende evitar los efectos perniciosos de los fenómenos SBS y SRS, las potencias introducidas en la fibra óptica deberán mantenerse, en cada caso, por debajo del umbral establecido para cada tipo de fibra, a fin de garantizar un comportamiento lineal del medio.

A la vista de los resultados hallados, puede afirmarse que incrementar la longitud efectiva de un enlace de fibra óptica resulta en una mayor susceptibilidad del mismo a experimentar deterioros a causa de los efectos de scattering no lineales.

A mayor área efectiva el modo fundamental de luz que se transmite en la fibra óptica propaga casi en su totalidad la luz incidente en base al incremento de la sección eficaz del área de fibra en la que se irradia, provocándose un decremento de los efectos de scattering no lineales.

Una fibra óptica con un área efectiva reducida será más propensa a presentar un comportamiento no lineal debido a que su intensidad incrementará a medida que este parámetro de área decaiga, los efectos de tal comportamiento se ven reflejados en cada uno de los aspectos de amplitud, desplazamiento temporal y deformación que experimenta la señal.

La variación de β_3 ocasiona una distorsión total de la señal que se desea propagar, a medida que se incrementa el valor de β_3 , la degradación se hace más severa.

REFERENCIAS

- [1] AGRAWAL, G., 2001, "Applications of Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, USA.
- [2] AGRAWAL, G., 2002, "Fiber-Optic Communication Systems", third edition, Academic Press, USA
- [3] BOYD, R., 2008, "Nonlinear Optics", third edition, Academic Press, Orlando, USA.
- [4] CASTRO, M., 2010, "Encadenamiento por inyección óptica con la Dispersión de Brillouin", CICESE, Baja California, México.
- [5] GAXIOLA O., ÁLVAREZ M., 2005, "Simulador de un sistema de comunicación óptico empleando multicanalización por división de longitudes de onda (WDM)", CITEDI, Tijuana, México.

- [6] KITTEL, C., 2003, "Introducción a la Física del Estado Sólido", tercera edición, España.
- [7] MODESTO, A., 2009, "Fundamentos para Sensor Distribuido de Fibra Óptica basado en Efecto Brillouin para medición de temperatura y tensión utilizando configuración de encadenamiento por inyección óptica", CICESE, Baja California, México.
- [8] PASTOR, D., RAMOS, F., CAPMANY, J., 2007, "Sistemas de Comunicaciones Ópticas", editorial Universidad Politécnica de Valencia, España.
- [9] RASHID, K., 2008, "Numerical Modeling of wave propagation in Non linear Photonic Crystal Fiber", University of Central Florida, USA.
- [10] THÉVENAZ, L., 2011, "Advanced Fiber Optics – Concepts and Technology", EPFL Press, Lausanne, Suiza.
- [11] TOCA, M., 2011, "Influencia de la forma del pulso de bombeo en la resolución de sensores distribuidos basados en dispersión estimulada de Brillouin.