



TESIS DE MAESTRIA

Simulación de lambdas de 40/100 Gbps en redes DWDM

por

Javier Alejandro Deslarmes

Ingeniero Electrónico

Presentado a la Escuela de Posgrado del ITBA
en cumplimiento parcial
de los requerimientos para la obtención del título de

Master en Ingeniería de las Telecomunicaciones

En el Instituto Tecnológico de Buenos Aires
Marzo de 2014

Firma del autor _____
Instituto Tecnológico de Buenos Aires
Fecha 19/03/2014

Certificado por _____
Dr. Andrés Riesnik,
Investigador del CONICET
Tutor de la Tesis

Aceptado por _____
Dr. Pablo I. Fierens,
Co-Director de Carrera
Instituto Tecnológico de Buenos Aires

Miembros del Jurado

Dr. Constanzo Pablo (Balseiro/CONICET)

Dr. Finochietto Jorge (UNC/CONICET)

Dr. Sicre Enrique (UADE)

Agradecimientos

En primer lugar, quisiera agradecer a mi esposa y a mi hijo, quienes estuvieron a mi lado incentivándome desde el primer día, cuando decidí empezar con la maestría, hasta el día de hoy; y sobre todas las cosas por su amor.

Luego me gustaría reconocer la gran ayuda que me ha brindado mi tutor de Tesis, Andrés Riesnik; quien siempre tuvo la mejor predisposición en ayudarme, incentivarme y enseñarme cada vez que nos juntamos para trabajar en la tesis. Todo esto no hubiera sido realidad sin su enorme colaboración.

Por último, quiero agradecer a todo el jurado, quienes ayudaron con todas sus observaciones a mejorar este trabajo y no tuvieron ningún inconveniente en viajar desde lejos para ser parte del cierre del mismo.

INTRODUCCIÓN	5
PARTE TEÓRICA.....	6
1 CARACTERÍSTICAS DE LAS FIBRAS ÓPTICAS	6
1.1 Dispersión cromática	6
1.2 Dispersión de modo de polarización (PMD).....	7
2 INTRODUCCIÓN DE EFECTOS NO LINEALES	10
2.1 Efectos no lineales en fibras ópticas.....	10
2.2 Refracción no lineal	10
2.3 Dispersión Estimulada inelástica	13
3 ECUACIONES G-NLSE y GC-NLSE	17
3.1 Ecuación de propagación de pulso	17
3.2 Propagación de pulso no lineal escalar.....	17
3.3 La ecuación generalizada acoplada	20
4 METODOS NUMÉRICOS	21
4.1 Método Split-Step Fourier (SSFM)	22
4.2 Método Split-Step Fourier simetrizado (S-SSFM).....	23
4.3 Métodos optimizados	25
4.4 Generación de los parámetros de birrefringencia.....	27
5 EL METODO IMPLEMENTADO EN LA TESIS	31
6 FORMATOS DE MODULACIÓN	33
PARTE PRÁCTICA.....	37
7 SIMULADOR PROPUESTO	37
8 SIMULACIÓN DEL ENLACE BENAVIDEZ-CÓRDOBA	40
9 CONCLUSIONES.....	46
LISTA DE ACRÓNIMOS.....	47
ÍNDICE DE FIGURAS.....	49
BIBLIOGRAFÍA	51

INTRODUCCIÓN

En este trabajo se implementa un modelo optimizado para la simulación de sistemas de transmisión de datos sobre fibras ópticas. Actualmente este tipo de estudios toma un alto grado de relevancia debido al gran crecimiento de los sistemas de transmisión utilizando tecnología WDM (Multiplexación por división de longitud de onda). Hoy en día los sistemas WDM manejan varios Tbps de información transportándolos por miles de kilómetros sin necesidad de ninguna regeneración de la señal. En cuanto a la capacidad de los mismos, actualmente pueden transportar hasta 80 canales de 100 Gbps para largo alcance, existiendo ya la posibilidad de transmitir canales de 200 Gbps en redes metropolitanas con equipos comerciales.

La necesidad de profundizar en el estudio de estos sistemas parte de la base de que hoy en día los proveedores de equipamiento cuentan con herramientas de diseño de este tipo de redes a las cuales no se tiene acceso comúnmente del lado del cliente. Con lo cual es difícil hacer un análisis preciso de las soluciones que proponen los proveedores de equipamiento, y muchas veces el cliente se ve obligado a confiar en los propósitos de diseño del proveedor sin poder comprobar sus propuestas.

En este trabajo se emplea el simulador desarrollado para comprobar la respuesta y funcionamiento de un enlace simulado y diseñado por el proveedor. En los primeros seis capítulos se profundizará en la parte teórica que servirá como base de la parte práctica que se analizará en los últimos tres capítulos.

El enlace que se simula es parte de la Red Federal de Fibras Ópticas (REFEFO), de la empresa estatal ARSAT, donde tanto el tesista como el director de tesis se encuentran trabajando. El enlace se desplegará desde Benavidez, en la provincia de Buenos Aires, hasta Córdoba. Se transportan canales de 100 Gbps sin regeneración entre estos dos puntos, los cuales se encuentran separados por una distancia mayor a 800 kilómetros de fibra óptica estándar modelo G.652.d. Los trabajos realizados en el contexto de esta tesis son de utilidad para el análisis de las tecnologías a utilizar por ARSAT y podrán ser comparados con medidas experimentales ya que el enlace será puesto en marcha en un futuro cercano incluyendo varios canales coherentes.

PARTE TEÓRICA

1 CARACTERÍSTICAS DE LAS FIBRAS ÓPTICAS

1.1 Dispersión cromática

Cuando una onda electromagnética interactúa con los electrones ligados de un dieléctrico, la respuesta media, en general, depende de la frecuencia ω óptica. Esta propiedad, conocida como dispersión cromática, se manifiesta a través de la dependencia del índice de refracción, n , de la frecuencia, ω , es decir, de la relación $n(\omega)$.

La dispersión de fibra juega un papel crítico en la propagación de pulsos ópticos cortos debido a que diferentes componentes espectrales asociadas al pulso viajan a diferentes velocidades dadas por $c/n(\omega)$. Matemáticamente, los efectos de dispersión de la fibra se tienen en cuenta mediante la expansión de la constante del modo de propagación β en una serie de Taylor alrededor de la frecuencia ω_0 , en la que se centra el espectro del pulso:

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (1.1)$$

Los parámetros β_1 y β_2 se relacionan al índice de refracción $n(\omega)$. La velocidad de grupo puede encontrarse usando $\beta_1 = n_g / c$, donde n_g es el índice de grupo. La envolvente de un pulso óptico se propaga a la velocidad de grupo, mientras que el parámetro β_2 representa la dispersión de velocidad de grupo y es responsable del ensanchamiento temporal del pulso. Este fenómeno se conoce como dispersión de velocidad de grupo (GVD), y β_2 es el parámetro GVD. El parámetro de dispersión D , que se define como $d\beta_1 / d\lambda$, también se utiliza en la práctica. Se relaciona con β_2 de acuerdo a:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = - \frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.2)$$

En la siguiente imagen se aprecia un ejemplo de una simulación, efectuada con el simulador propuesto, de una señal transmitida sin compensación de la dispersión, mediante el diagrama de ojo:

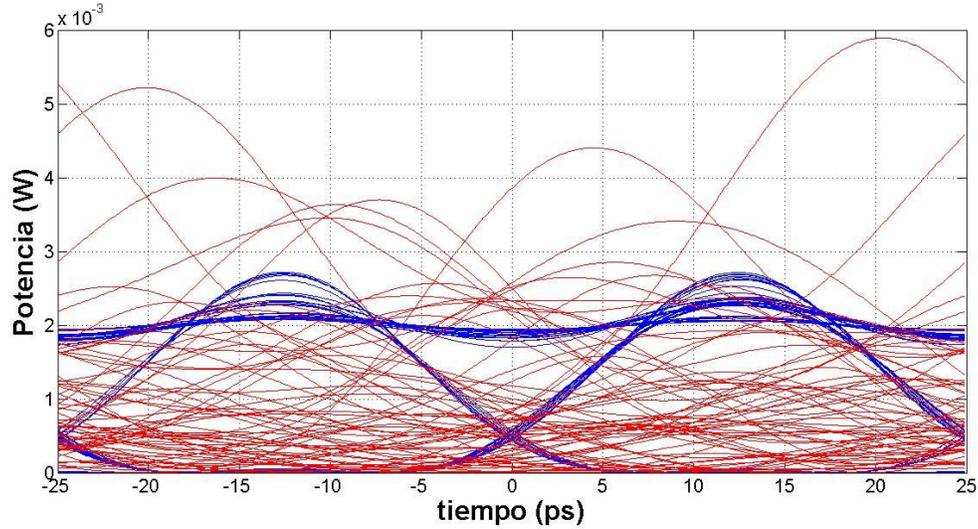


Figura 1: Ejemplos de diagramas de ojos de una señal NRZ de 40 Gbps a la entrada de una fibra estándar (azul) y después de 50 kilómetros de propagación sin compensación de la dispersión cromática (rojo)

1.2 Dispersión de modo de polarización (PMD)

En una fibra monomodo no se tiene un único modo de propagación, ya que puede soportar dos modos degenerados que se polarizan en dos direcciones ortogonales.

En condiciones ideales (simetría cilíndrica perfecta y una fibra óptica libre de estrés), un modo excitado con su polarización en la dirección x no se acopla al modo con el estado de polarización ortogonal y . En las fibras reales, pequeñas desviaciones de la simetría cilíndrica, que se producen debido a las variaciones aleatorias en la forma del núcleo a lo largo de la longitud de la fibra, dan como resultado una mezcla de los dos estados de polarización al romper la degeneración modal. La anisotropía inducida por el estrés también puede romper esta degeneración. Matemáticamente, la constante del modo de propagación β pasa a ser ligeramente diferente para los modos polarizados en las direcciones x e y . Esta propiedad se conoce como *birrefringencia* modal. La fuerza modal de la birrefringencia se define por un parámetro adimensional

$$B_m = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = |n_x - n_y| \quad (1.3)$$

donde n_x y n_y son los índices de refracción modal para los dos estados ortogonales de polarización. Para un valor dado de B_m , los dos modos intercambian sus potencias de manera periódica a medida que se propagan dentro de la fibra con el período

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{B_m} \quad (1.4)$$

donde L_B es llamada longitud de beat o batido. El eje en el cual el índice de modo es más pequeño se llama el eje rápido debido a que la velocidad de grupo es más grande para la luz que se propaga polarizada en esa dirección. Por la misma razón, el eje con el índice de modo más grande se llama eje lento.

Cuando la dirección de polarización de una onda polarizada linealmente, coincide con el eje lento o rápido, el estado de polarización se mantiene durante la propagación. De otra manera, si la dirección de polarización tiene un ángulo determinado respecto a los ejes, la polarización cambia constantemente a lo largo de la fibra en forma periódica en un período igual a la longitud de batido, como se muestra en la siguiente figura

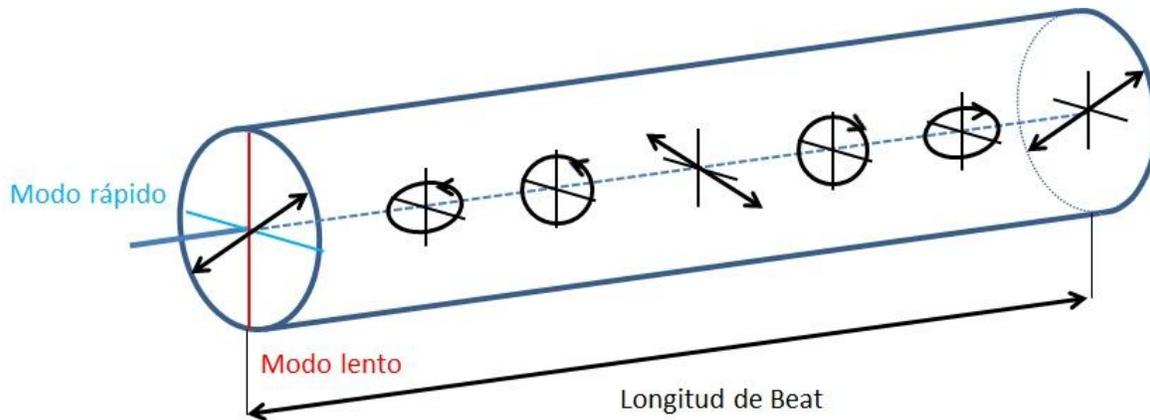


Figura 2: Evolución del estado de polarización a lo largo de la fibra cuando la señal de entrada esta polarizada a 45° respecto del eje lento (diseño inspirado en la Ref. [1]).

En fibras ópticas estándar, B_m no es constante a lo largo de la fibra debido a los cambios aleatorios producidos por las fluctuaciones de la forma del núcleo y el estrés anisotrópico. Como resultado, la luz introducida dentro de la fibra con un estado fijo de la polarización cambia su polarización de una manera aleatoria. Este fenómeno se convierte en un problema para los sistemas de comunicación ópticos cuando pulsos cortos se transmiten sobre longitudes largas. Si un pulso de entrada excita los dos componentes de polarización, ambas componentes viajan a lo largo de la fibra a velocidades diferentes debido a sus diferentes velocidades de grupo. El pulso se vuelve más amplio en el extremo de salida debido a que las velocidades de grupo cambian al azar en respuesta a cambios aleatorios en la birrefringencia de la fibra. Este fenómeno, conocido como dispersión de modo de polarización (PMD), ha sido ampliamente estudiado debido a su importancia para los sistemas de comunicaciones de larga distancia. En la siguiente figura se expresa un ejemplo del fenómeno de PMD.

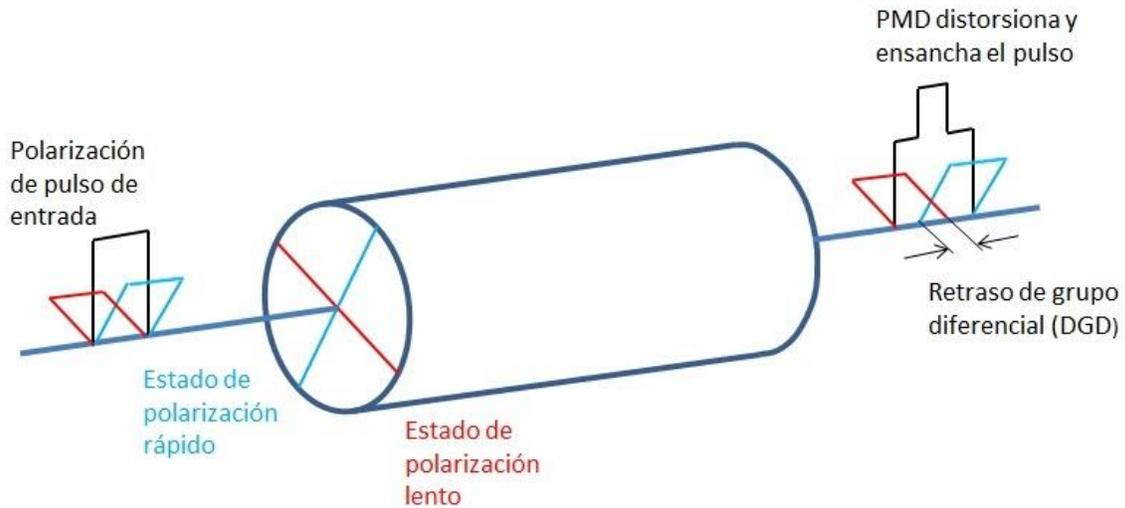


Figura 3: Evolución un pulso a lo largo de la fibra cuando la señal de entrada esta polarizada a 45° respecto del eje lento. La concatenación de secciones birrefringentes con direcciones aleatorias genera un ensanchamiento temporal por PMD también aleatorio.

El ensanchamiento por PMD del pulso de salida puede ser estimado a través de la distorsión temporal del pulso durante la propagación. Dado que la medida de PMD en una fibra real se debe realizar teniendo en cuenta los cambios aleatorios de la birrefringencia, se debe medir entonces el ensanchamiento temporal promedio de los pulsos, que crece de acuerdo a la raíz cuadrada de la distancia propagada, como en un “*random walk*”. Al ensanchamiento temporal de los pulsos se lo denomina DGD (Differential Group Delay), y su valor medio en una fibra es dado por:

$$DGD = D_{PMD} \cdot L^{1/2} \quad (1.5)$$

donde D_{PMD} es el coeficiente de PMD de la fibra y suele ser del orden de 0,1 a 1 ps/km^{0,5}.

2 INTRODUCCIÓN DE EFECTOS NO LINEALES

2.1 Efectos no lineales en fibras ópticas

La respuesta de cualquier dieléctrico a la luz se vuelve no lineal para los campos electromagnéticos intensos, y las fibras ópticas no son una excepción. El origen de la respuesta no lineal se relaciona con el movimiento de los electrones ligados armónicamente bajo la influencia de un campo aplicado. Como resultado, la polarización total \mathbf{P} inducida por dipolos eléctricos no es una función lineal del campo eléctrico \mathbf{E} , sino que satisface la relación más general.

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} \vdots \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right) \quad (2.1)$$

donde ϵ_0 es la permitividad de vacío y $\chi^{(j)}$ es la susceptibilidad de orden j -ésimo. En general, $\chi^{(j)}$ es un tensor de rango $j+1$. La susceptibilidad lineal $\chi^{(1)}$ representa la contribución dominante a \mathbf{P} . Sus efectos se incluyen a través del índice de refracción n y del coeficiente de atenuación α (db/km). La susceptibilidad de segundo orden $\chi^{(2)}$ es responsable de la aparición de efectos no lineales tales como generación armónica de segundo orden. Sin embargo, es distinto de cero sólo para los medios que carecen de una simetría de inversión a nivel molecular. Como SiO_2 es una molécula simétrica, $\chi^{(2)}$ se anula para vidrios de sílice. Como resultado, las fibras ópticas normalmente no presentan efectos no lineales debido a la susceptibilidad de segundo orden.

2.2 Refracción no lineal

Los efectos no lineales de menor orden en fibras ópticas se originan a partir de la susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$, que es la responsable de fenómenos tales como la generación del tercer armónico, la mezcla de cuatro ondas (FWM), y la refracción no lineal. En general, a menos que se realicen esfuerzos especiales para lograr la coincidencia de fase (*phase matching*), los procesos no lineales que impliquen la generación de nuevas frecuencias (por ejemplo, el tercer armónico y mezcla de cuatro ondas) no son significativos en fibras ópticas. Por lo tanto, la mayoría de los efectos no lineales en las fibras se originan a partir de la refracción no lineal, un fenómeno que se relaciona a la dependencia del índice de refracción con la intensidad del campo. En su forma más simple, el índice de refracción se puede escribir como

$$\tilde{n}(\omega, |\mathbf{E}|^2) = n(\omega) + n_2 |\mathbf{E}|^2 \quad (2.2)$$

donde $n(\omega)$ es la parte lineal, $|\mathbf{E}|^2$ es la intensidad óptica dentro de la fibra, y n_2 es el coeficiente no lineal relacionado a $\chi^{(3)}$ a través de la relación

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{xxx}^{(3)}) \quad (2.3)$$

donde Re significa la parte real y el campo óptico se supone que es polarizado linealmente de manera que sólo una componente $\chi_{xxx}^{(3)}$ del tensor de cuarto rango contribuye al índice de refracción. La dependencia del índice de refracción con la intensidad del campo, conduce a un gran número de interesantes efectos no lineales; los dos más ampliamente estudiados se conocen como automodulación de fase (SPM, de Self-Phase Modulation) y modulación de fase cruzada (XPM de Cross-Phase Modulation).

2.2.1 SPM (Self-Phase Modulation)

La automodulación de fase se refiere al desplazamiento de fase autoinducido experimentado por un campo óptico durante su propagación en fibras. Su magnitud se puede obtener observando que la fase de un campo óptico cambia de acuerdo a

$$\Phi = \bar{n}k_0L = (n + n_2|\mathbf{E}|^2) k_0L \quad (2.4)$$

donde $k_0 = 2\pi/\lambda$ y L es la longitud de la fibra. El cambio de la fase no lineal depende de la intensidad y es $\Phi_{NL} = n_2k_0L|\mathbf{E}|^2$. Por lo tanto, cuanto mayor es la intensidad del canal, mayor es el cambio de fase no lineal, lo que produce una distorsión de la señal y, por ende, un ensanchamiento espectral.

En la siguiente gráfica se ve, mediante un ejemplo de simulación propio, el ensanchamiento del espectro óptico de un tren de pulso NRZ, de 400 ps (2.5 Gbps), que es sometido a un fuerte efecto SPM luego de 200 km de propagación en una fibra de dispersión desplazada ($\gamma = 0,002 \text{ (Wm)}^{-1}$, $D = 3 \text{ ps/nm/km}$)

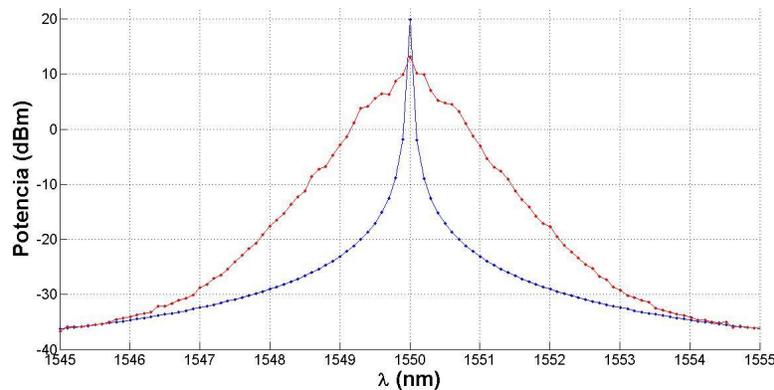


Figura 4: Ejemplo de ensanchamiento espectral por efecto SPM: un tren de pulsos NRZ de 400 ps propagándose a lo largo de 200 km de una fibra de dispersión desplazada es ensanchado a la salida (curva roja). Se utilizó una resolución de 12.5 GHz.

2.2.2 XPM (cross-phase modulation)

La Modulación de Fase Cruzada (XPM) se refiere al desplazamiento de fase no lineal de un campo óptico inducido por otro campo que tiene diferente longitud de onda, dirección, o estado de polarización. A diferencia del efecto SPM, este es un efecto multicanal, debido a la necesidad de que interactúe más de un canal.

Su origen puede ser comprendido observando que el campo eléctrico \mathbf{E} total es dado por

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \hat{x} (E_1 \exp (-i \omega_1 t) + E_2 \exp (-i \omega_2 t) + \text{cc.}) \quad (2.5)$$

cuando dos campos ópticos en frecuencias ω_1 y ω_2 , polarizadas a lo largo del mismo eje, se propagan simultáneamente en el interior de la fibra. (La abreviatura cc significa complejo conjugado.)

El desplazamiento de fase no lineal para el campo en ω_1 es dado por

$$\phi_{NL} = n_2 k_0 L (|E_1|^2 + 2 |E_2|^2) \quad (2.6)$$

donde no se consideran los términos que generan componentes de polarización a frecuencias diferentes de ω_1 y ω_2 . Los dos términos en el lado derecho de la ecuación (2.6) se deben a la SPM y XPM, respectivamente. Por lo tanto, el cambio de fase óptica de una señal modulada es proporcional a la potencia de los canales copropagados provocando una distorsión de la señal. Una característica importante del XPM es que, para dos campos ópticos igualmente intensos de diferentes longitudes de onda, la contribución del XPM para el desplazamiento de fase no lineal es el doble de la del SPM.

2.2.3 FWM (four-wave-mixing)

Otro fenómeno no lineal muy importante es la mezcla de cuatro ondas (FWM), en el que cuatro ondas ópticas interactúan produciendo un efecto no lineal dentro de una fibra óptica. Este proceso puede producirse sólo cuando una condición de coincidencia de fase está satisfecha. A este tipo de fenómeno no lineal se lo denomina paramétrico dado que involucra la dependencia de un parámetro del medio, como el índice de refracción, y del requerimiento de coincidencia de fase expresado.

Como se mencionó en el punto 2.2, la susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$, origina este tipo de efecto no lineal. Las principales características de este efecto pueden entenderse desde el término de polarización de tercer orden, que se despeja de la ecuación (2.1), expresado de la siguiente manera.

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} \quad (2.7)$$

donde E es el campo eléctrico y P_{NL} es la polarización no lineal inducida. Si se considera la posibilidad de que cuatro ondas oscilen a frecuencias $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ y ω_4 , polarizadas a lo largo del mismo eje, el campo eléctrico total puede ser escrito de la siguiente forma:

$$E = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 E_j \exp [i (\beta_j z - \omega_j t)] + c. c. ., \quad (2.8)$$

donde β_j es la constante de propagación de orden j . Si se sustituye la ecuación (2.7) en la (2.8), P_{NL} se lo puede expresar como sigue.

$$P_{NL} = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 P_j \exp [i (\beta_j z - \omega_j t)] + c. c. ., \quad (2.9)$$

Puede demostrarse que P_j ($j = 1$ a 4) consiste en un gran número de términos, que dependen del producto de tres campos eléctricos. Por ejemplo P_4 puede ser expresado como:

$$P_4 = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi_{xxx}^{(3)} [|E_4|^2 E_4 + 2 (|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2) E_4 + 2E_1 E_2 E_3 \exp(i\theta_+) + 2E_1 E_2 E_3 \exp(i\theta_-) + \dots] \quad (2.10)$$

Los primeros cuatro términos de la ecuación (2.10) son los que producen los efectos SPM y XPM, el resto de los términos resulta de la combinación de frecuencias (suma o diferencia) de las cuatro ondas que da lugar al FWM. El número de términos que resultan considerables depende del desfase entre los campos los cuales están gobernados por θ_+ y θ_- . El efecto FWM es significativo cuando el desfase desaparece y a este requisito se lo conoce como coincidencia de fase. En términos de mecánica cuántica, el FWM ocurre cuando fotones de una o más ondas son destruidos durante una interacción y nuevos fotones son creados en diferentes frecuencias, de forma tal que la energía neta y el momento lineal total se conservan.

La principal diferencia entre FWM y los efectos de SRS y SBS (Simulated Raman Scattering y Simulated Brillouin Scattering, que se detallarán en las sesiones 2.3.1 y 2.3.2) es que la condición de coincidencia de fase es automáticamente satisfecha en el caso de SRS o SBS como resultado de la participación del medio no lineal. En cambio para FWM, la condición de coincidencia de fases requiere una elección específica de longitudes de onda de entrada y parámetros de la fibra.

2.3 Dispersión Estimulada inelástica

Los efectos no lineales regidos por la susceptibilidad de tercer orden $\chi(3)$ son elásticos en el sentido de que no hay intercambio de energía entre el campo electromagnético y el medio dieléctrico. Una segunda clase de efectos no lineales resulta de la dispersión

estimulada inelástica en donde el campo óptico transfiere parte de su energía al medio no lineal.

Dos importantes efectos no lineales en fibras ópticas entran en esta categoría, ellos están relacionados con los modos de excitación de vibración en sílice. Estos fenómenos, conocidos como dispersión Raman estimulada (SRS) y dispersión Brillouin estimulada (SBS), estuvieron entre los primeros efectos no lineales estudiados en fibras ópticas.

2.3.1 SRS (Simulated Raman Scattering)

El efecto de dispersión Raman estimulada (SRS) es un importante proceso no lineal que puede convertir las fibras ópticas en amplificadores Raman de banda ancha. También puede limitar severamente el rendimiento de los sistemas de comunicaciones con múltiples canales por la transferencia de energía de un canal a los canales vecinos.

Desde el punto de vista de la mecánica cuántica la dispersión Raman espontánea se produce cuando un fotón es emitido espontáneamente por un electrón previamente excitado por un fotón de energía $h\omega_p$ (donde ω_p es la frecuencia angular del bombeo). El fotón de bombeo es absorbido por una molécula de sílice llevándola a un estado virtual desde el cual esta puede emitir espontáneamente. Por otro lado, la molécula de sílice en estado de alta energía puede emitir, por emisión estimulada ante la presencia de los fotones de la señal, un fotón de energía $h\omega_s$. Esto se representa en forma gráfica en la siguiente figura.

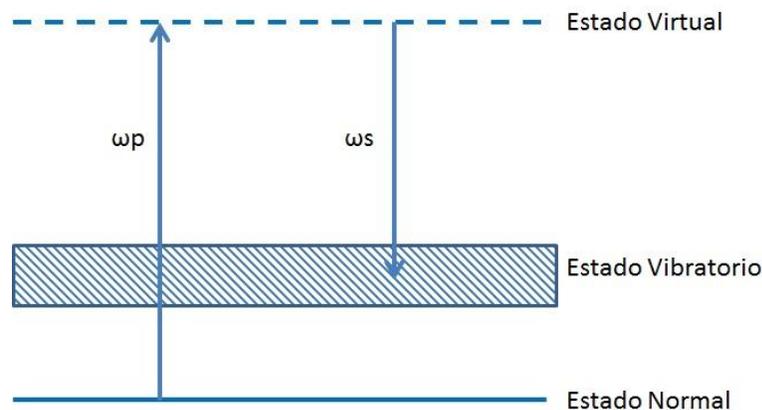


Figura 5 : Ilustración esquemática de la dispersión Raman espontánea de acuerdo a la mecánica cuántica.

El fenómeno de emisión Raman estimulada puede ser utilizado para la amplificación de señales de baja intensidad copropagantes o contrapropagantes con lasers de bombeo de mayor potencia. A la onda de señal amplificada se la denomina onda de Stokes.

El incremento de la onda de Stokes se describe a través de la siguiente ecuación.

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s \quad (2.11)$$

donde I_s es la intensidad de la onda de Stokes, I_p es la intensidad de bombeo y g_R es el coeficiente de la ganancia Raman, que es la cantidad más importante para describir el efecto SRS. En general g_R depende de la diferencia entre las frecuencias de Stokes y de bombeo y de la composición de la fibra. También depende de si la bomba y la señal Stokes son copolarizados o polarizados ortogonalmente.

En la siguiente figura se representa la ganancia normalizada Raman para las fibras de sílice cuando las ondas de la bomba y Stokes son copolarizadas (línea sólida), o son polarizadas ortogonalmente (línea de puntos).

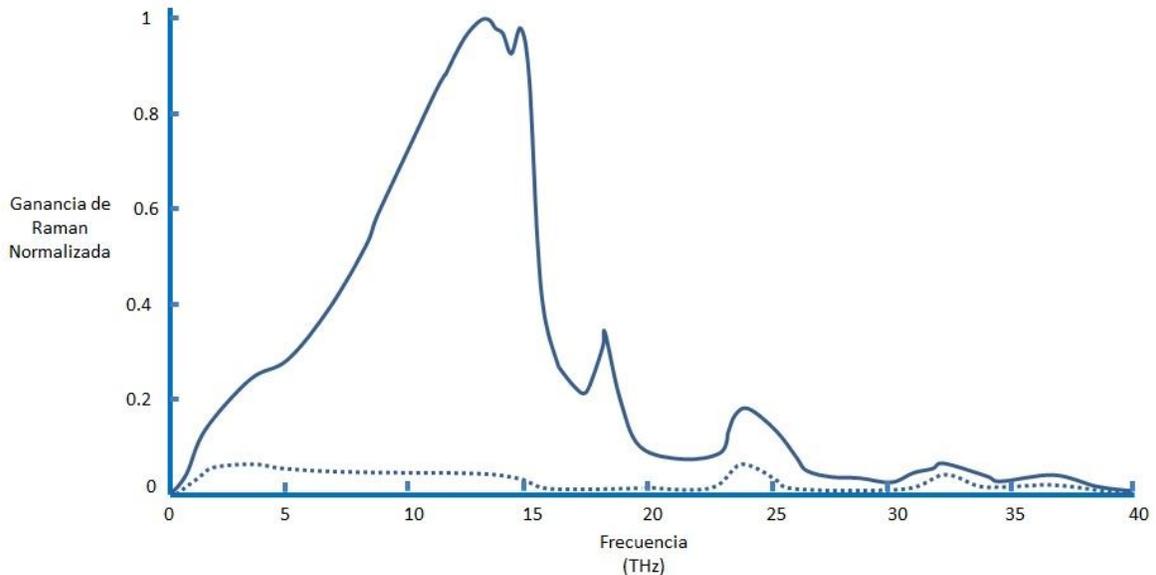


Figura 6: Espectro de ganancia Raman en relación a la frecuencia del bombeo

La característica más importante de la ganancia de Raman en las fibras de sílice es que g_R se extiende sobre un rango de frecuencias amplio (mayor a 40THz) con un pico localizado próximo a 13THz. En los materiales amorfos, tales como el sílice, las frecuencias de estado vibracional se extienden en bandas que se superponen. Como resultado, la ganancia Raman se extiende continuamente a lo largo de un amplio rango de frecuencias.

En esta tesis no se incluye el modelado del efecto Raman en las simulaciones, aunque si se realizó una pequeña explicación al respecto por motivos de completitud. Lo mismo vale para el próximo efecto no lineal en fibras que mencionamos, la dispersión estimulada Brillouin.

2.3.2 SBS (Simulated Brillouin Scattering)

La dispersión estimulada Brillouin (SBS) es un proceso no lineal que puede ocurrir en las fibras ópticas con niveles de potencias de entrada mucho menores que el necesario para el proceso SRS, si el ancho de línea del bombeo es estrecho. Este se manifiesta a través de la generación de una onda que se propaga en sentido inverso y capta la mayor parte de la potencia de entrada una vez que se cruza el umbral de Brillouin. Por esta razón, SBS limita la potencia del canal en un sistema de comunicaciones.

SBS es similar a SRS dado que se manifiesta a través de la generación de una onda de Stokes cuya frecuencia se desplaza a una frecuencia menor a la de la luz incidente por una cantidad fijada por el medio no lineal. Sin embargo, existen otras diferencias importantes entre los dos efectos. Por ejemplo, la onda de Stokes se propaga hacia atrás en el caso de SBS, mientras que los hace en ambas direcciones para SRS. El desplazamiento de Stokes (~ 10 GHz) es menor en tres órdenes de magnitud para SBS en comparación con el dado por SRS. El umbral de potencia de bombeo para SBS depende del ancho espectral asociado con la onda de bombeo. Puede ser tan bajo como 1 mW para un bombeo con luz continua o cuando el bombeo es en forma de pulsos relativamente anchos (anchura > 1 ms). Por el contrario, SBS casi deja de ocurrir con pulsos cortos (ancho < 1 ns).

En los sistemas de comunicaciones, el efecto SBS ocurre cuando se transmite un pulso a lo largo de una fibra óptica en donde la potencia de transmisión supera un umbral de Brillouin, manifestándose en un incremento considerable en la potencia reflejada, al mismo tiempo que la potencia de transmisión decrece por la reducción de la bomba y llega a un nivel de saturación.

3 ECUACIONES G-NLSE y GC-NLSE

3.1 Ecuación de propagación de pulso

El estudio de la mayoría de los efectos no lineales en las fibras ópticas implica el uso de pulsos cortos con anchos que van desde ~10 ns a 10 fs. Cuando dichos pulsos ópticos se propagan en el interior de una fibra, ambos efectos, dispersivos y no lineales, influyen en sus formas y espectros. La ecuación básica que gobierna la propagación de pulsos ópticos en fibras dispersivas no lineales se obtiene a partir de las ecuaciones de Maxwell básicas y se desarrolla en la referencia [1]. Aquí se realiza un breve repaso de dicha derivación, señalando los aspectos más importantes. Comenzando de la ecuación de onda obtenida a partir de las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (3.1)$$

donde \mathbf{P}_L es la parte lineal y \mathbf{P}_{NL} es la parte no lineal de la polarización inducida, ambos son vectores tridimensionales, ∇^2 es el operador Laplaciano definido como $\nabla^2 = -(\nabla \times \nabla \cdot)$.

3.2 Propagación de pulso no lineal escalar

A partir de la ecuación de onda dada anteriormente, es necesario realizar algunas suposiciones y simplificaciones antes de resolver la ecuación recién vista. En primer lugar, \mathbf{P}_{NL} se trata como una pequeña perturbación respecto de \mathbf{P}_L . Esto puede justificarse porque en la práctica los cambios no lineales en el índice de refracción son $< 10^{-6}$. En segundo lugar, se supone que el campo óptico mantiene un estado de polarización lineal y constante a lo largo de la longitud de la fibra de modo que el enfoque escalar es válido. Esto no es realmente así, a menos que se utilicen fibras especiales, pero la aproximación funciona bastante bien en la práctica. En tercer lugar, el campo óptico se supone que es casi monocromático, es decir, el espectro del pulso, centrado en ω_0 , se supone que tiene un ancho espectral $\Delta\omega$ tal que $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$. Ya que en general $\omega_0 \sim 10^{15} \text{ s}^{-1}$, la última hipótesis es válida para pulsos cortos de hasta aproximadamente 0,1 ps. Por lo tanto, es posible escribir la ecuación del campo eléctrico de la siguiente forma:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} (E(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + \text{cc.}) \quad (3.2)$$

donde \hat{x} es el versor unitario de polarización, y $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ es un campo escalar lentamente variable en el tiempo (en relación con el período óptico). Las componentes de polarización P_L y P_{NL} de la ecuación (3.1) también pueden expresarse de una manera similar

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} (P_L(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + \text{cc.}) \quad (3.3)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} (P_{NL}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + \text{cc.}) \quad (3.4)$$

Para obtener la ecuación de onda para la amplitud lentamente variable $E(\mathbf{r}, t)$, es conveniente trabajar en el dominio de Fourier. Sustituyendo las ecuaciones (3.2) y (3.4) en la ecuación (3.1), la transformada de Fourier $\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0)$, se define como:

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\mathbf{r}, t) \exp[i(\omega - \omega_0)t] dt \quad (3.5)$$

Utilizando las ecuaciones 3.1 a 3.5, se puede demostrar que $\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0)$ satisface la ecuación de Helmholtz, que se puede resolver mediante el método de separación de variables como se demuestra en la referencia [2], donde se asume una solución de la ecuación es de la forma:

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z) \quad (3.6)$$

donde $\tilde{A}(z, \omega)$ es una función que varía lentamente respecto a z , y β_0 es el número de onda. Las ecuaciones 3.1 a 3.6 conducen a las siguientes dos ecuaciones para $F(x, y)$ y $\tilde{A}(z, \omega)$:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega)k_0^2 - \tilde{\beta}^2]F = 0 \quad (3.7)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial z^2} + (\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2)\tilde{A} = 0 \quad (3.8)$$

La solución del número de onda $\tilde{\beta}$ completa la solución formal de la ecuación (3.1) para una perturbación de primer orden de la \mathbf{P}_{NL} . A partir de las ecuaciones (3.2) y (3.6), el campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ puede ser escrito como:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} \{F(x, y)A(z, t) \exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)] + \text{c. c.}\} \quad (3.9)$$

donde $A(z, t)$ es la envolvente lentamente variable del pulso. La transformada de Fourier $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$ de $A(z, t)$ que se deriva de la ecuación (3.8), se puede escribir como

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta(\omega)]\tilde{A} \quad (3.10)$$

El significado físico de esta ecuación expresa que cuando se propaga por la fibra la envolvente del impulso, cada componente espectral adquiere un desplazamiento de fase cuya magnitud es dependiente tanto de la frecuencia como de la intensidad.

En este punto, se puede volver al dominio del tiempo tomando la transformada inversa de Fourier de la ecuación (3.10), y obtener la ecuación de propagación de $A(z, t)$. Sin embargo, como rara vez se conoce la forma exacta de la función $\beta(\omega)$, es útil expandir $\beta(\omega)$ en una serie de Taylor alrededor de la frecuencia portadora ω_0 :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6} (\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots, \quad (3.11)$$

donde $\beta_0 \equiv \beta(\omega_0)$, una expansión similar debe hacerse para $\Delta\beta(\omega)$,

Los términos cúbicos y de orden superior en la expansión (3.11) son insignificantes si el ancho espectral ($\Delta\omega$) del pulso satisface la condición $\Delta\omega \ll \omega_0$. Si $\beta_2 \approx 0$ para algunos valores específicos de ω_0 , puede ser necesario incluir el término β_3 . Después de estas simplificaciones de la ecuación (3.10), podemos tomar la transformada inversa de Fourier utilizando

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(z, \omega - \omega_0 t) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega \quad (3.12)$$

Durante la operación de transformación de Fourier, $\omega - \omega_0$ se sustituye por el operador diferencial $i(\partial / \partial t)$. La ecuación resultante para $A(z, t)$ se convierte en

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\Delta\beta_0 A \quad (3.13)$$

El término $\Delta\beta_0$ en el lado derecho de la ecuación (3.13) incluye los efectos de la pérdida en la fibra y de no linealidad. Usando $\beta(\omega) \approx n(\omega)\omega / c(\omega)$, la ecuación (3.13) toma la forma

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma(\omega_0)|A|^2 A \quad (3.14)$$

donde el parámetro no lineal γ se define como:

$$\gamma(\omega_0) = \frac{n_2(\omega_0)\omega_0}{c A_{eff}} \quad (3.15)$$

En la ecuación (3.14) la amplitud del pulso A se asume normalizada de tal forma que $|A|^2$ representa la potencia óptica.

El parámetro A_{eff} se conoce como el área efectiva, que depende de parámetros de la fibra tales como el radio del núcleo y la diferencia de índice entre el núcleo y el revestimiento. En las fibras denominadas altamente no lineales, A_{eff} se reduce intencionadamente para potenciar los efectos no lineales.

La ecuación (3.14) describe la propagación de pulsos ópticos de picosegundos, para fibras monomodo. Esta ecuación está relacionada a la ecuación no lineal de Schrödinger (NLS) y puede ser reducida a esta forma bajo ciertas condiciones. Se incluyen los efectos de las pérdidas en fibras a través de α , de dispersión cromática a través de β_1 y β_2 , y de la no linealidad de la fibra a través de γ .

La ecuación (3.14) explica una variedad de efectos no lineales, pero puede que sea necesario cambiarla ante determinadas condiciones experimentales. Por ejemplo, la ecuación (3.14) no incluye los efectos derivados de la dispersión de orden superior. Estos fenómenos son contemplados en la siguiente ecuación que se puede derivar de la ecuación (3.1), tal cual se demuestra en [3].

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + (\dots) = i\gamma(\omega_0)|A|^2 A \quad (3.16)$$

Denominamos a esta ecuación G-NLSE, *Generalized Non-Linear Schrödinger Equation*, ya que es una generalización de la ecuación de Schroedinger.

3.3 La ecuación generalizada acoplada

Para derivar la G-NLSE (3.16) se asumió un campo escalar. En la práctica, el estado de polarización de la luz varía a lo largo de la propagación debido a fluctuaciones aleatorias en la birrefringencia de la fibra, y el campo eléctrico debe ser considerado un vector. La derivación de la ecuación que gobierna la propagación vectorial de la luz en las fibras es más compleja y escapa a los objetivos de este trabajo. Basta decir que los términos que se obtienen son análogos a los de la ecuación escalar, con términos lineales y no lineales.

La amplitud A de la ecuación (3.16) es substituida por dos amplitudes que varían lentamente en cada eje de polarización, A_s y A_f , donde los subíndices s y f se refieren a la componente de polarización del campo con menor o mayor velocidad de grupo (s de “slow” y f de “fast”). La ecuación que permite explicar el comportamiento de estas dos componentes del campo a lo largo de la propagación de la luz se denomina *Generalized Coupled Non-Linear Schrödinger Equation* (GC-NLSE) o ecuación generalizada acoplada. Es parecida a la ecuación G-NLSE pero ahora $A = (A_s; A_f)$ es un vector de dos componentes que representan la envolvente del campo eléctrico que varía lentamente en los dos modos principales de polarización.

La parte lineal de la ecuación tiene la siguiente solución analítica:

$$A_s(z + dz, \Omega) = A_s(z, \Omega) \exp \left[\frac{i}{2} (\delta\beta_{00} + \delta\beta_{10} \Omega) dz + i \left(\frac{\beta_{2s}}{2} \Omega^2 + \frac{\beta_3}{6} \Omega^3 + \frac{\beta_4}{24} \Omega^4 \right) dz \right] \quad (3.17)$$

$$A_f(z + dz, \Omega) = A_f(z, \Omega) \exp \left[-\frac{i}{2} (\delta\beta_{00} + \delta\beta_{10} \Omega) dz + i \left(\frac{\beta_{2s}}{2} \Omega^2 + \frac{\beta_3}{6} \Omega^3 + \frac{\beta_4}{24} \Omega^4 \right) dz \right] \quad (3.18)$$

donde β_{ns} y β_{nf} son los coeficientes de dispersión de orden n para las componentes de polarización s, f respectivamente, y $\Omega = \omega - \omega_0$. Se asume en esta ecuación que $\beta_{3s} = \beta_{3f} \equiv \beta_3$, $\beta_{4s} = \beta_{4f} \equiv \beta_4$ y $\beta_{ns} = \beta_{nf} = 0$ para $n \geq 5$. La constante de propagación para cada modo de polarización es definida por:

$$\beta_{ns,f} = \left. \frac{\partial^n \beta_{s,f}(\omega)}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (3.19)$$

También $\delta\beta_{00} = \beta_{0s} - \beta_{0f}$, $\delta\beta_{11} = \beta_{1s} - \beta_{1f}$.

El operador N no lineal es dado por [6]:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = i\gamma \left[\left(P_s + \frac{2}{3} P_f \right) A_s + \frac{1}{3} (A_f)^2 A_s^* \right] \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial A_f}{\partial z} = i\gamma \left[\left(P_f + \frac{2}{3} P_s \right) A_f + \frac{1}{3} (A_s)^2 A_f^* \right] \quad (3.21)$$

donde P_s y P_f son las potencias en cada componente de polarización. La ecuación de Manakov-PMD asume que el campo pasa uniformemente por todos los estado de polarización durante la propagación y tiene la misma forma que la ecuación GC-NLSE pero sin el último término, llamado “rotación elíptica” o “término de acoplamiento coherente”, en las ecuaciones (3.20) y (3.21). Además, el factor $2/3$ del lado derecho de la ecuación desaparece y aparece un factor multiplicativo general de $8/9$. Por lo tanto, la ecuación de Manakov PMD es definida como:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = i \frac{8}{9} \gamma \left[(P_s + P_f) A_s \right] \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial A_f}{\partial z} = i \frac{8}{9} \gamma \left[(P_f + P_s) A_f \right] \quad (3.23)$$

4 METODOS NUMÉRICOS

Las ecuaciones G-NLSE y GC-NLSE [(3.16) a (3.23)] son ecuaciones en derivadas parciales no lineales que generalmente no poseen soluciones analíticas. Por lo tanto un

método numérico es necesario para su solución. Un gran número de métodos han sido desarrollados con este propósito. La mayoría de ellos pueden clasificarse en dos grandes categorías, conocidas como la de diferencias finitas y métodos pseudoespectrales. En términos generales, los métodos pseudoespectrales son más rápidos por más de un orden de magnitud para conseguir la misma precisión. El método que se ha utilizado ampliamente para resolver el problema de la propagación del pulso en medios dispersivos no lineales es el método de *Split-Step Fourier* (SSF). La velocidad relativa de este método en comparación con la mayoría de los esquemas de diferencias finitas se puede atribuir en parte a la utilización del algoritmo de la transformada rápida de Fourier (FFT). A continuación se describe la técnica numérica implementada por nosotros para resolver la GC-NLSE y estudiar el problema de la propagación de pulsos en sistemas a altas tasas.

4.1 Método Split-Step Fourier (SSFM)

Para entender la filosofía detrás del método de Fourier split-step, es útil escribir la ecuación (3.16) de la siguiente forma

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\widehat{D} + \widehat{N}) A \quad (4.1)$$

donde \widehat{D} es un operador diferencial que da cuenta de la dispersión y las pérdidas dentro de un medio lineal y \widehat{N} es un operador no lineal que gobierna los efectos de no linealidades. Estos operadores son dados por:

$$\widehat{D} = -\frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial T^3} - \frac{\alpha}{2} \quad (4.2)$$

$$\widehat{N} = i\gamma |A|^2 \quad (4.3)$$

En general, la dispersión y la no linealidad actúan juntas a lo largo de la longitud de la fibra. El método SSF obtiene una solución aproximada suponiendo que en la propagación del campo óptico sobre una distancia h pequeña los efectos de dispersión y de no linealidades actúan independientemente, primero uno y luego el otro. Más específicamente, la propagación desde z hasta $z + h$ se lleva a cabo en dos pasos. En el primer paso, la no linealidad actúa sola, y $D = 0$ en la ecuación (4.1). En el segundo paso, la dispersión actúa sola, y $N = 0$ en la ecuación (4.1). Matemáticamente:

$$A(z + h, T) \approx \exp(h\widehat{D}) \exp(h\widehat{N}) A(z, T) \quad (4.4)$$

El operador exponencial $\exp(h\widehat{D})$ se puede evaluar en el dominio de Fourier usando la siguiente receta

$$\exp(h\widehat{D})B(z, T) = F_T^{-1}\exp[h\widehat{D}(-i\omega)]F_TB(z, T) \quad (4.5)$$

donde F_T denota la operación de transformación de Fourier y la F_T^{-1} la transformada de Fourier inversa, $\widehat{D}(-i\omega)$ se obtiene de la ecuación (4.2) mediante la sustitución del operador ∂/∂_T por $-i\omega$, siendo ω la frecuencia en el dominio de Fourier.

Como $\widehat{D}(-i\omega)$ es sólo un número en el espacio de Fourier, la evaluación de la ecuación (4.5) es sencilla.

El uso del algoritmo FFT hace que la evaluación numérica de la ecuación (4.5) se pueda realizar con relativa rapidez.

La ecuación (4.1) se resuelve directamente sin dispersión en el dominio del tiempo y la misma ecuación se resuelve sin no linealidades en el dominio de la frecuencia. Utilizando la ecuación (4.4), la solución queda de la siguiente manera:

$$A(z + h, T) = F_T^{-1}\exp[h\widehat{D}(-i\omega)]F_T\exp[h\widehat{N}]A(z, T) \quad (4.6)$$

4.2 Método Split-Step Fourier simetrizado (S-SSFM)

La exactitud del método SSF se puede mejorar mediante la adopción de un procedimiento diferente para propagar el campo óptico sobre un segmento de longitud h . En este procedimiento la ecuación (4.4) se sustituye por

$$A(z + h, T) \approx \exp\left(\frac{h}{2}\widehat{D}\right)\exp\left(\int_z^{z+h}\widehat{N}(z)dz\right)\exp\left(\frac{h}{2}\widehat{D}\right)A(z, T) \quad (4.7)$$

La principal diferencia es que el efecto de la no linealidad está incluido en el medio del segmento en lugar de en el límite del mismo. Debido a la forma simétrica de los operadores en la ecuación exponencial. (4.7), este esquema se conoce como el método simetrizado. La integral en el medio de las dos exponenciales es útil para incluir la dependencia de z del operador no lineal N . Si el tamaño de paso h es suficientemente pequeño, se puede aproximar por $\exp(h\widehat{N})$, similar a la ecuación (4.4).

La implementación del método SSF es relativamente sencilla. Como se muestra en la siguiente figura, la longitud de la fibra se divide en un gran número de segmentos que no necesariamente deben tener igual longitud. El impulso óptico se propaga de segmento a segmento usando la ecuación (4.7). Más específicamente, el campo óptico $A(z, T)$ es primero propagado por una distancia $h/2$ donde se considera que sólo actúa la dispersión en el dominio de las frecuencias utilizando para ello el algoritmo FFT y la ecuación (4.5). En el punto medio, $z + h/2$, se aplica la antitransformada de Fourier al campo y luego se le aplica el operador no lineal en el dominio del tiempo utilizando el segmento h en toda su

longitud. Finalmente, el campo que se propaga, se transforma nuevamente mediante una FFT para aplicar el operador de dispersión en la segunda mitad del segmento, en una distancia $h/2$, y así obtener $A(z + h, T)$. Así como la ecuación (4.6) representa la aplicación del método SSF, el método de SSF simetrizado puede ser expresado de la siguiente manera:

$$A(z + h, T) = F_T^{-1} \exp\left[\frac{h}{2} \hat{D}(-i\omega)\right] F_T \exp[h\hat{N}] F_T^{-1} \exp\left[\frac{h}{2} \hat{D}(-i\omega)\right] A(z, T) \quad (4.8)$$

Por lo tanto, como se aprecia en la siguiente figura, se asume que la no linealidad se aplica en el punto medio de cada segmento (líneas de trazos en la figura).

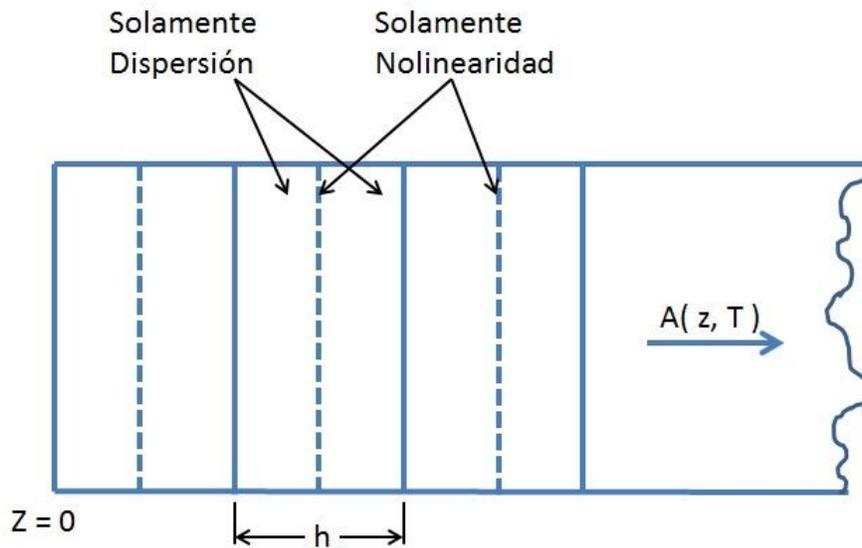


Figura 7 : Método Split Step Fourier Simetrizado (Agrawal)

El uso de un tamaño de paso variable y adaptativo a lo largo de z también puede ayudar a reducir el tiempo de cálculo. De hecho, en esta tesis se implementa un algoritmo para el ajuste del paso espacial a lo largo de la propagación denominado LEM, el cual será explicado en la próxima sección.

Este método se ha utilizado ampliamente para estudiar diversos efectos no lineales en las fibras ópticas, principalmente debido a su rápida ejecución en comparación con la mayoría de los esquemas de diferencias finitas. Aunque el método es relativamente sencillo de implementar, se requiere que los tamaños de paso en z y T se seleccionen cuidadosamente para mantener la exactitud requerida. La elección óptima de tamaños de paso depende de la complejidad del problema.

El uso de la FFT impone condiciones de contorno periódicas cada vez que el método se emplea (el algoritmo FFT asume que los campos que abandonan la ventana temporal por uno de sus extremos reingresan a la misma por el otro extremo). Esto es aceptable en la práctica si la ventana temporal utilizada para las simulaciones se hace mucho más amplia que el ancho del pulso. En general, el método SSF es una herramienta poderosa teniendo en cuenta que hay que tener cuidado para garantizar que se utilice adecuadamente.

4.3 Métodos optimizados

Existen métodos optimizados para la solución numérica de la ecuación generalizada no lineal de Schrödinger, algunos, por ejemplo, se centran en temas como las ventajas de la integración de la parte no lineal de la ecuación en el dominio de la frecuencia (FD), más que en el dominio del tiempo (TD), al simular la generación de supercontinuo en fibras ópticas. Se ha demostrado que la integración del operador no lineal en el FD es más eficiente que su integración en el TD [4]. En otros estudios también se analizaron diferentes algoritmos adaptativos del tamaño de la ventana de análisis [5] con el fin de mejorar los resultados de las simulaciones en los sistemas de comunicaciones. En los siguientes capítulos se analizará la implementación de las ecuaciones para el método SSF junto al denominado Método de Error Local (LEM) para optimizar la simulación.

4.3.1 GC-NLSE

Para resolver numéricamente las ecuaciones acopladas para el vector A en el caso de las ecuaciones GC-NLSE utilizamos también el método SSF simetrizado. Como solución analítica para la parte lineal de la ecuación utilizamos las ecuaciones (3.17) y (3.18). Para la parte no lineal, ecuaciones (3.20) y (3.21), utilizamos la siguiente solución analítica [6].

$$\begin{bmatrix} A_s(z + dz, t) \\ A_f(z + dz, t) \end{bmatrix} = \exp(i\gamma P(z) dz) \begin{bmatrix} \cos(\phi) & -\sin(\phi) \\ \sin(\phi) & \cos(\phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_s(z, t) \\ A_f(z, t) \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

donde $P(z, t) = P_s(z, t) + P_f(z, t)$ es la potencia total en z y

$$\phi(z, t) = \frac{\gamma dz}{3} \left(A_s(z, t) A_f^*(z, t) - A_s^*(z, t) A_f(z, t) \right) \quad (4.10)$$

es el ángulo de rotación del vector A .

4.3.2 Método de Error Local (LEM)

En la práctica, es deseable disponer de un criterio general para la elección de la distribución del tamaño del paso de integración a lo largo de la propagación que esté cercano al óptimo para un sistema arbitrario y un error tolerable arbitrariamente elegido. Los métodos adaptativos para controlar el tamaño de paso con una medida del error local son ampliamente utilizados en soluciones de ecuaciones diferenciales ordinarias. Se implementa un esquema basado en un delimitador de error en cada paso utilizando la técnica de paso doble y extrapolación local. Dado un campo u y una distancia z , el objetivo consiste en calcular el campo en una distancia $z+2h$.

Se refiere a la solución obtenida en $z+2h$, aplicando el SSF con un paso $2h$, como la solución aproximada u_c (solución gruesa). Dado que el error local en el esquema split-step Fourier simetrizado es de tercer orden, hay una constante k de modo que

$$u_c = u_t + k(2h)^3 + O(h^4) \quad (4.11)$$

Donde u_t es la solución exacta en $z + 2h$. El orden del error mostrado en esta ecuación se obtiene a través de un argumento basado en la fórmula de Baker-Campbell-Hausdorff. A continuación, se vuelve a z y se calcula la solución fina u_f a la misma distancia $z+2h$ usando dos pasos de tamaño h . La solución fina está relacionado con la solución verdadera a través de

$$u_f = u_t + 2kh^3 + O(h^4) \quad (4.12)$$

Tomando una combinación lineal apropiada de las soluciones, fina y gruesa, se puede obtener una solución aproximada en $z+2h$ para la cual el término de error que lidera es un término de cuarto orden 4 en el tamaño del paso h . A partir de (4.11) y (4.12), se deduce que dicha solución es dada por

$$u_4 = \frac{4}{3}u_f - \frac{1}{3}u_c = u_t + O(h^4) \quad (4.13)$$

En el LEM, el tamaño de paso se elige de forma adaptativa para que el error local incurrido desde z a $z+2h$ esté delimitado dentro de un rango especificado. El error local relativo δ_4 con respecto de la solución de orden superior se define por

$$\delta_4 = \frac{\|u_4 - u_t\|}{\|u_t\|} \quad (4.14)$$

donde la norma $\|u\|$ se define como $\|u\| = (\int |u(t)|^2 dt)^{1/2}$.

Sin embargo, ya que no se puede calcular la verdadera solución u_t en la práctica, no se puede calcular el error local utilizando (4.14). En su lugar, se define el error local relativo de un paso comparando u_c y u_f :

$$\delta = \frac{\|u_f - u_c\|}{\|u_f\|} \quad (4.15)$$

Se observa que δ es una medida del verdadero error local δ_4 , ya que δ se puede obtener de $3\delta_4$ mediante la sustitución de u_t por u_f . El tamaño del paso se elige de manera tal de mantener el error local relativo δ dentro de un rango específico $(1/2 \delta_G, \delta_G)$, donde δ_G es el error local que se está dispuesto a tolerar, dado por el usuario del programa. Si $\delta > 2\delta_G$, la solución es descartada y el tamaño del paso se reduce a la mitad. Si δ está en el intervalo, $(\delta_G, 2\delta_G)$ el tamaño del paso se divide por un factor de $2^{1/3}$ para el siguiente

paso. Si $\delta < 1/2\delta_G$ el tamaño del paso se multiplica por un factor de $2^{1/3}$ para el siguiente paso.

Este método requiere un 50% más de transformadas de Fourier que el método SSF simétrico estándar pero, en contrapartida, produce tanto una solución de mayor orden como una medida del error local relativa que se utiliza para controlar el tamaño del paso [5].

Con este método no se hace ninguna suposición acerca de las propiedades físicas del sistema, tales como la cantidad de no linealidad o dispersión, y por ello se espera que funcione correctamente en un sistema arbitrario. No se requiere de las principales fuentes de error como *input* en la elección del tamaño del paso y por ello nos permite tratar con sistemas arbitrarios, o incluso cuando dicha fuente cambia durante la propagación, o cuando se realiza una serie de simulaciones en las que se varían los parámetros del sistema. El LEM se puede aplicar a una variedad de sistemas sin sacrificar demasiado la eficiencia computacional.

4.4 Generación de los parámetros de birrefringencia

Para modelar el PMD es necesario simular las variaciones de la birrefringencia a lo largo de la propagación. En cada punto de la fibra, la birrefringencia se caracteriza a través de un vector cuya dirección coincide con uno de los dos ejes principales de polarización y es perpendicular al otro eje, y cuyo módulo es numéricamente igual a la fuerza de la birrefringencia (ecuación (1.3)). Para generar las variaciones de dicho vector a lo largo de la propagación se utiliza el denominado *Wai Menyuk Model* (WMM) que pasamos a describir [7].

La birrefringencia en una fibra óptica puede ser representada por la siguiente cantidad, ya utilizada en la ecuación (3.17) y (3.18), y expresada con diferente notación en la ecuación (1.3).

$$\delta\beta(z, \omega) = \frac{\omega\delta n(z, \omega)}{c} \quad (4.16)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío y $\delta n = (n_s - n_f)$ es la diferencia entre los índices de refracción asociados con los dos ejes principales de polarización de la fibra, y es definido como la fuerza de la birrefringencia. El término $\delta\beta$ puede ser expandido en serie de Taylor alrededor de una frecuencia central ω_0 :

$$\begin{aligned} \delta\beta(z, \omega) &= \delta\beta(z, \omega_0) + \left. \frac{\partial\delta\beta(z, \omega)}{\partial\omega} \right|_{\omega=\omega_0} (\omega - \omega_0) \\ &+ \left. \frac{\partial^2\delta\beta(z, \omega)}{2\partial\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + (\dots) \equiv \\ &\equiv \delta\beta(z, \omega_0) + \delta\beta_1(z, \omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \delta\beta_2(z, \omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + (\dots) \equiv \end{aligned} \quad (4.17)$$

$$\equiv \delta\beta_{00}(z) + \delta\beta_{10}(z)\Omega + \frac{1}{2} \delta\beta_{20}(z)\Omega^2 + (\dots)$$

donde introducimos $\Omega = \omega - \omega_0$. Las cantidades $\delta\beta_{00}$, $\delta\beta_{10}$ y $\delta\beta_{20}$ en ecuación (4.17) son los coeficientes de birrefringencia de cero, primer y segundo orden en $\lambda_0 = c/2\pi\omega_0$, y se definen de acuerdo a

$$\delta\beta_{n0}(z) = \left. \frac{\partial^n \beta_s(z, \omega)}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=\omega_0} - \left. \frac{\partial^n \beta_f(z, \omega)}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=\omega_0} \equiv \beta_{ns}(z, \omega_0) - \beta_{nf}(z, \omega_0) \quad (4.18)$$

donde $\beta_{s,f}(z, \omega)$ es la constante de propagación en los ejes de birrefringencia lento (*s*) y rápido (*f*) como función de la posición longitudinal (*z*) y la frecuencia angular del campo ω . Como es usual se asume que $\delta\beta_{n0}(z) = 0$ para $n \geq 3$. [8]

Luego se consideran las siguientes ecuaciones, las cuales pueden ser derivadas de la ecuación (4.16):

$$\delta\beta_{00}(z) = \frac{\omega_0 \delta n(z, \omega_0)}{c} \quad (4.19)$$

$$\delta\beta_{10}(z) = \frac{\delta n(z, \omega_0)}{c} + \frac{\omega_0}{c} \left. \frac{\delta n(z, \omega_0)}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (4.20)$$

$$\delta\beta_{20}(z) = \frac{2}{c} \left. \frac{\delta n(z, \omega_0)}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} + \frac{\omega_0}{c} \left. \frac{\delta^2 n(z, \omega_0)}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (4.21)$$

El modelo WMM asume que δn es independiente de la longitud de onda, que conduce al hecho de que $\delta\beta_{n0} = 0$ para $n \geq 2$ (ya que el segundo término del lado derecho de la ecuación (4.20) y los dos términos de la ecuación (4.21) desaparecen. También conduce al hecho de que:

$$\delta\beta_{00}(z) = \omega_0 \delta\beta_{10}(z) \quad (4.22)$$

La ecuación (4.22) es una consecuencia de (4.20) y (4.21), y la varianza de $\delta\beta_{00}$ es luego dada por $\text{Var}[\delta\beta_{00}] = \omega_0^2 \text{Var}[\delta\beta_{10}]$. Una vez generado $\delta\beta_{10}$ en cada valor de *z*, se aplica la ecuación (4.22) para obtener $\delta\beta_{00}$.

El parámetro $\delta\beta_{10}(z)$ y el ángulo $\theta(z)$, que da el ángulo del eje de birrefringencia más lento en relación a un eje *x* cartesiano fijo, se relacionan con dos variables aleatorias independientes, *p* y *q*, a través de [7] (ver Figura 8):

$$\frac{\delta\beta_{10}}{2} = \sqrt{p^2 + q^2} \quad (4.23)$$

y

$$\tan(\theta) = \frac{q}{p} \quad (4.24)$$

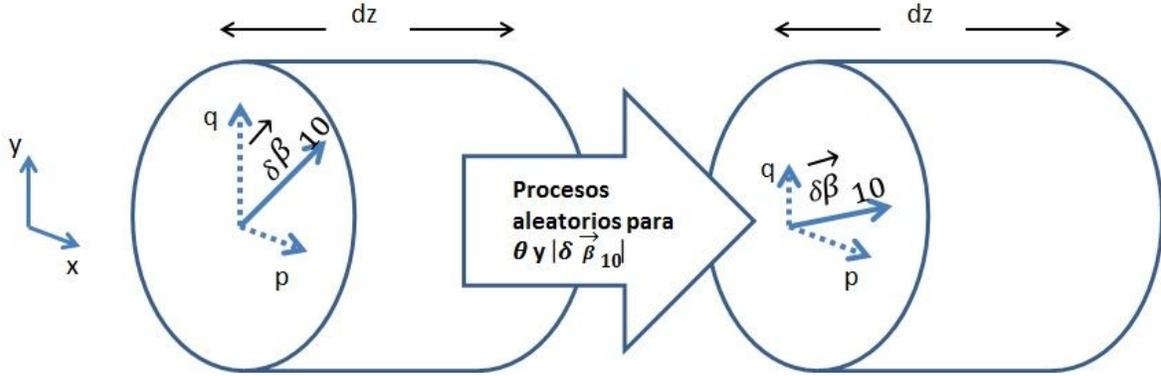


Figura 8: Representación esquemática del vector $\overline{\delta\beta_{10}}$. Este vector representa la orientación del eje con velocidad de grupo más lento y su módulo dado por $\frac{\delta\beta_{10}(z)}{2}$, p y q representan la componente en el eje x y del vector.

Los parámetros p y q se generan a partir de las siguientes ecuaciones:

$$dp = \frac{p}{L_c} dz + g_p(z) \sqrt{dz} \quad (4.25)$$

$$dq = \frac{q}{L_c} dz + g_q(z) \sqrt{dz} \quad (4.26)$$

donde g_p y g_q son dos procesos de ruido blanco independientes, con las siguientes propiedades.

$$\begin{aligned} E[g_p(z)] = E[g_q(z)] = 0, \quad E[g_p(z)g_q(z')] = 0 \quad y \\ = E[g_{p,q}(z)g_{p,q}(z')] = \frac{E[\delta\beta_{10}^2]}{4L_c} \delta(z - z') \end{aligned} \quad (4.27)$$

El valor $E[\delta\beta_{10}^2]$ puede ser calculado a partir de:

$$E[\delta\beta_{10}^2] = \frac{D_p^2}{2L_c} \quad (4.28)$$

donde D_p es el coeficiente de PMD y L_c es la longitud de correlación de la birrefringencia. De las ecuaciones (4.16), (4.22), (4.28) y usando, por ejemplo, $L_c = 10$ m, $D_p = 0,1$ ps/(km)^{0,5} y $\lambda_0 = 1550$ nm obtenemos un valor promedio para δ_n de $\sim 1,9 \times 10^{-7}$

5 EL METODO IMPLEMENTADO EN LA TESIS

El método universalmente utilizado para la solución de la GC-NLSE es el así llamado método *Coarse-Step*. En la referencia [8] los autores señalan que este método conlleva a una estimativa errónea del efecto de la PMD no lineal, pero que, de todas formas, en los sistemas de comunicaciones ópticas convencionales este término es despreciable. Presentan una solución más general, que incluye correctamente el término de PMD no lineal, pero que solo es válida si los estados de polarización a lo largo de la propagación se mezclan uniformemente en la esfera de Poincaré.

Un artículo más reciente [9] presenta una solución que no tiene ninguna de estas dos limitaciones: los términos de PMD no lineal son tratados rigurosamente y no requiere de la mezcla uniforme de los estados de polarización para su funcionamiento.

En esta tesis se presenta otro método que, como el presentado en [9], no requiere de ninguna suposición para la correcta solución de la GC-NLSE y puede, por lo tanto, ser utilizado para cualquiera rango de parámetros de entrada en dichas ecuaciones. A continuación se presenta el método empleado.

El gran problema en la solución de las ecuaciones GC-NLSE es que la longitud de correlación de la birrefringencia es mucho menor que las longitudes típicas en las que los efectos no lineales y dispersivos aparecen. Integrar la ecuación utilizando el SSF o métodos similares con pasos espaciales de tamaños menores a la longitud de correlación de la birrefringencia se hace prohibitivo por la cantidad de FFTs a realizar. Para solucionar este problema, en [8] se propone un método alternativo donde la integración de la parte lineal se realiza en una sección menor, mientras que para la parte no lineal se utiliza en una sección mayor. Dicho método está representado esquemáticamente en la siguiente figura:

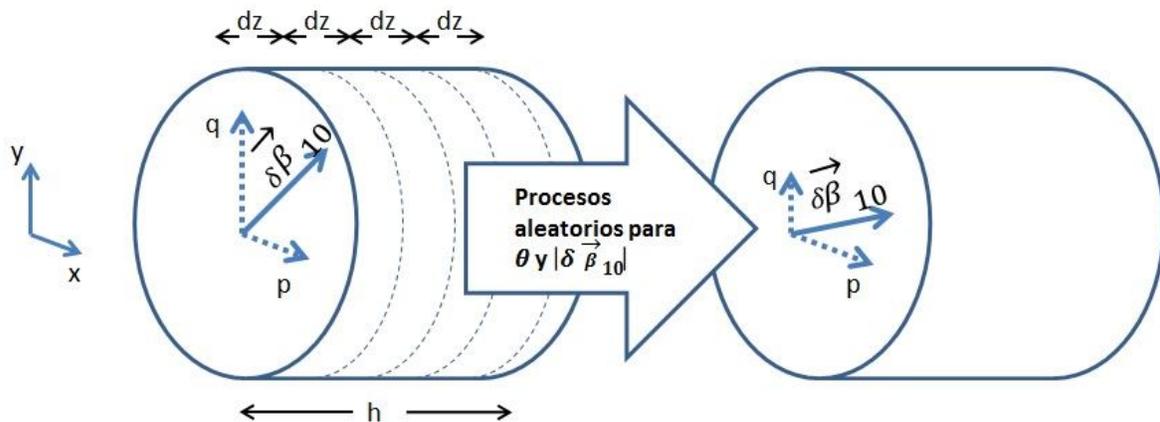


Figura 9: Representación esquemática de método implementado en la simulación. La integración de la parte lineal será en corta escala, representada por dz , y la parte no lineal en escala mayor, representada por h .

El método utilizado es similar al implementado en [8] y esquematizado en la figura de arriba, pero en vez de usar una solución aproximada para la parte no lineal de la ecuación, utilizamos la solución analítica presentada en [6], ecuaciones (4.9) y (4.10). Por el contrario, en [8], se utilizó para la integración de la parte no lineal la ecuación de Manakov-PMD, ecuaciones (3.22) y (3.23), despreciando los términos de acoplamiento coherente. Nuestra implementación es por lo tanto tan rápida como la presentada en [8], pero más exacta. Queda como tema de investigación para el futuro la comparación de nuestra propuesta con aquella presentada en [9].

También se utilizó el método LEM para la determinación adaptativa del tamaño del paso espacial a ser utilizado para la integración no lineal, ya que la integración de la parte lineal de la ecuación se realiza con pasos fijos. Pero como es el tamaño del paso de integración no lineal el que determina el número de FFTs a realizar, es este el parámetro relevante a optimizar.

Para comprobar el correcto funcionamiento de los códigos implementados, comparamos los resultados obtenidos luego de 10 kilómetros de propagación con aquellos dados por el método de *Manakov-PMD*, que es el método universalmente utilizado. El error de ambos métodos se midió comparando el resultado con aquel dado por la implementación del SSFM en corta escala [6], más preciso pero más lento. En la figura de abajo mostramos el error global obtenido por nuestro método y por el de *Manakov-PMD* como función del tiempo de simulación. El error fue cuantificado como la suma en todos los puntos del espectro de la cantidad $\text{abs}(P - P_{\text{analítico}}) / P_{\text{analítico}}$, donde P es la potencia en un dado canal obtenida por el método analizado, y $P_{\text{analítico}}$ es la potencia obtenida en ese mismo canal por el SSFM en corta escala. Finalmente, se divide dicha suma por la cantidad de puntos en el espectro para obtener el error global. Se simuló 11 canales de 100 Gbps propagándose en fibra estándar. El espectro de entrada es el mismo que se utilizará más adelante en esta tesis para simular el enlace de ARSAT de Benavidez a Córdoba y los detalles del mismo son dados en el Capítulo 8. Se observa en la figura que tanto el método propuesto en esta tesis como el de *Manakov-PMD* dan resultados similares, pero que, dado un mismo error global, el aquí propuesto es levemente más rápido.

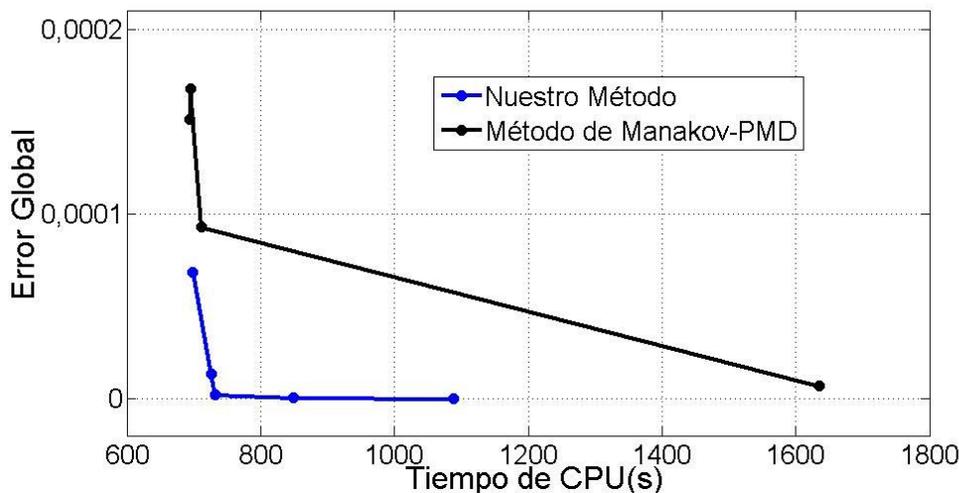


Figura 10: Comparación del tiempo de CPU versus error global para el método propuesto en esta tesis y el que implementa las ecuaciones de *Manakov-PMD*. Se simuló un enlace de 10km sobre fibra estándar con un espectro de entrada de 11 canales de 100 Gbps cuyos detalles son dados en el Capítulo 8.

6 FORMATOS DE MODULACIÓN

Cuando los sistemas DWDM fueron introducidos por primera vez en los años 90 la tasa de transmisión de datos por canal no superaba los 2,5 Gbps. La capacidad adicional fue proporcionada inicialmente aumentando el número de canales mediante la multiplexación y demultiplexación de longitudes de onda. El paso a longitudes de onda de 10 Gbps fue posible gracias a moduladores ópticos de mayor rendimiento, y también a una mejor comprensión de la gestión de la dispersión cromática y la necesidad de la compensación de dicha dispersión. La técnica de modulación para canales de 10Gbps se llama modulación de intensidad con detección directa (IM-DD), también conocida como *On/Off Keying* (OOK). IM-DD ha servido bien a la industria, pero no es particularmente eficiente en la utilización del espectro, y es muy susceptible a las deficiencias de las fibras, tales como la dispersión cromática (CD) o el PMD, a medida que aumenta la velocidad de datos más allá de 10 Gbps.

Los primeros intentos de romper la "barrera 10Gbps" dieron lugar a transpondedores de 40Gbps que utilizan una modulación ligeramente más compleja, como, por ejemplo, duo binaria (ODB) y *Phase Shift Keying* diferencial (DPSK). Estas implementaciones tuvieron complicaciones, principalmente debido a que su alcance óptico era inadecuado para despliegues de largo alcance. En particular, el PMD se convierte en un problema significativo en las tasas de datos superiores a 10 Gbps con dichos formatos de modulación. El avance tecnológico que permitió romper el "Límite de Velocidad 10 Gbps" fue la introducción de tecnologías ópticas coherentes.

Tecnologías de detección coherente, que son comunes en sistemas de radio y de televisión por cable, se han investigado para la transmisión óptica desde la década de 1980 como una alternativa para aumentar las distancias de transmisión, pero la amplificación óptica a

través del amplificador a fibra dopada con erbio (EDFAs) redujo la urgencia de comercializar la detección coherente para extender el alcance y la capacidad de 10Gbps IM-DD.

Dos cosas han ayudado a revitalizar la tecnología coherente. En primer lugar, los formatos de modulación avanzados de orden mayor utilizados por tecnologías coherentes ofrecen mucha mayor eficiencia espectral que IM-DD. En segundo lugar, la tecnología coherente requiere de un potente tratamiento y procesamiento de señales digitales que ayuda a resolver el problema del PMD y de la dispersión cromática, sufridas en los sistemas IM-DD a 10Gbps, llegando a mejores distancias que los sistemas convencionales.

La siguiente figura muestra el principio básico de la modulación de amplitud y fase, en la que hay un circuito transmisor simple que utiliza un modulador Mach Zehnder (MZM) para codificar un flujo de datos sobre la portadora óptica. Esto es conocido, dependiendo de los detalles exactos de la aplicación, como Modulación por Desplazamiento de fase (PSK), o por Desplazamiento de Fase Binaria (BPSK). Si los datos se codifican en forma diferencial de modo que los bits están representados por los cambios de fase, y no por los estados absolutos de fase, a esto se lo llama Modulación Diferencial por Desplazamiento de Fase (DPSK). La luz del láser entra en el MZM en el punto A, y se divide en dos para que pase por los brazos superior e inferior de la guía de ondas. En el punto B, la señal se aplica a una guía de onda que cambia el índice de refracción, y por lo tanto la velocidad efectiva de la luz en ese punto. Así, cuando las dos partes de la luz se vuelven a combinar en el punto C, hay una serie de cambios de fase codificados en la luz que se relacionan directamente con la señal de entrada.

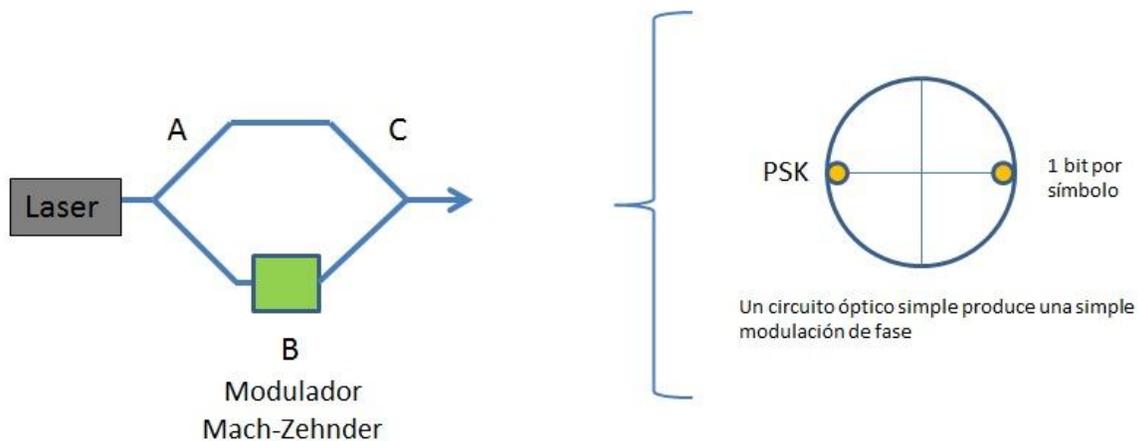


Figura 11: Modulador Mach Zehnder y su diagrama de constelación de fase. Gráfica inspirada en [10]

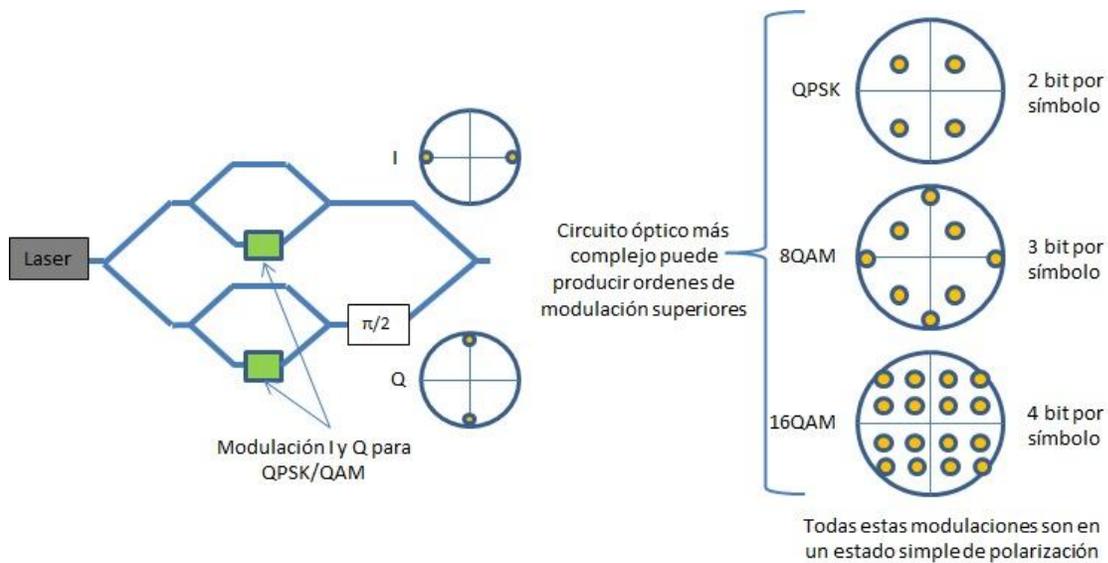


Figura 12: Modulador de alto orden usando una estructura super Mach Zehnder. Gráfica inspirada en [10]

La parte derecha de la Figura 11 muestra una constelación de fase simple de un PSK genérico. Si existe un símbolo de fase en el lado izquierdo de la constelación, el receptor interpreta que esto es un "1". Si el símbolo de fase existe en el lado derecho de la constelación, el receptor interpreta esto como un bit "0". En contraste, un sistema diferencial (DPSK) buscaría cambios del estado de fase.

Un transmisor óptico más complejo se muestra en la Figura 12. En esta figura puede verse una serie de componentes, que forman lo que se conoce como un super Mach-Zehnder, y cada rectángulo verde representa un punto de entrada de datos para una porción de la señal de modulación global. La parte superior del MZM forma la llamada componente de fase (I) y la parte inferior del MZM (que pasa a través de un cambio de fase a 90 grados) forma la componente en cuadratura (Q) de la señal de QPSK/QAM.

Mediante el uso de señales de accionamiento más complejas, esta misma estructura super Mach-Zehnder se puede utilizar para generar todas las técnicas de modulación de amplitud y fase mostradas en la derecha de la Figura 12. Las constelaciones mostradas en las Figura 11 y Figura 12, se representan con una señal de polarización única. La fibra puede ser considerada como una guía de ondas circular, y como tal, es compatible con dos polarizaciones ortogonales, que se muestra en la Figura 13. Utilizando la multiplexación por polarización de portadoras (PM) se puede duplicar la eficiencia espectral de una determinada técnica de modulación cuando se utilice el mismo receptor PM. Así, en comparación con las señales de polarización individuales de las Figura 11 y Figura 12, PM-BPSK, PM-QPSK, PM-8QAM y técnicas de modulación PM-16QAM ofrecen dos, cuatro, seis y ocho bits por símbolo, respectivamente.

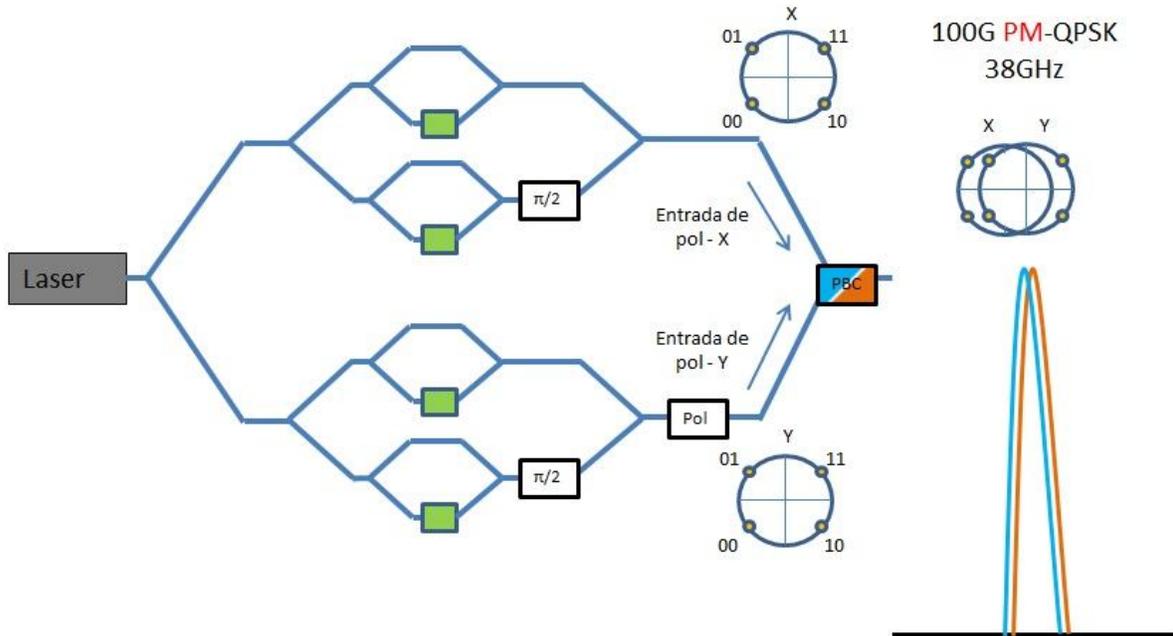


Figura 13: Esquema de transmisor PM-QPSK como los utilizados en sistemas de comunicaciones óptica coherentes con canales de 100 Gbps, portadora simple, y constelaciones de fase. Gráfica inspirada en [10]

La Figura 13 muestra un esquema de un transmisor que se requiere para generar, por ejemplo, una portadora simple de 100 Gbps con una constelación de modulación PM-QPSK. Obsérvese que la luz procedente de un láser de una sola señal es dividida y enviada en cuatro diferentes moduladores Mach Zehnder (MZMs). Las porciones superior e inferior de esta estructura super Mach Zehnder generan una señal QPSK.

Las señales se envían a un combinador de haz de polarización de modo que la señal de la mitad superior del circuito se convierte en polarizada en x , mientras que la señal de la mitad inferior del circuito se convierte en polarizada en y .

La señal resultante 100Gbps PM-QPSK se muestra en el lado derecho de la Figura 13. Se debe tener en cuenta que los colores celeste y naranja de los picos son meramente para ilustrar los dos estados diferentes de polarización. De hecho, las señales están en exactamente la misma longitud de onda. Con este transmisor y esquema de modulación es posible obtener una señal de 100 Gbps que ocupa aproximadamente 38GHz de espectro óptico, de manera que se ajusta bien dentro de la cuadrícula tradicional 50GHz definida en ITU G.694.1.

La señal que vamos a utilizar en la práctica es la PDM-QPSK (Polarization Division Multiplexed Quadrature Phase Shift Keyed) y se genera a través de los principios recién explicados.

PARTE PRÁCTICA

En la siguiente parte se describen las simulaciones que se realizaron utilizando las herramientas explicadas en la parte teórica. Por otra parte se comparan los resultados obtenidos con resultados de herramientas de simulación creadas por un proveedor de equipos DWDM.

Específicamente, se simula un enlace de 11 canales modulados a 100 Gbps PDM-QPSK desde Benavidez, en la provincia de Buenos Aires, hasta Córdoba Capital, utilizando parámetros de los enlaces de la empresa ARSAT. La iluminación de dicho enlace con canales de 40 y 100 Gbps está siendo implementada en estos días, principios de 2014.

7 SIMULADOR PROPUESTO

A continuación, se explicarán las partes fundamentales del código Matlab desarrollado para simular el enlace propuesto, relacionando la parte teórica con el código. Todos los códigos utilizados para las simulaciones aquí realizadas están disponibles bajo una licencia de tipo libre, en la página www.freeopticsproject.org y están adjuntos como anexos en esta tesis. Solo se explican algunas partes que consideramos importantes y a modo de ejemplo de los códigos implementados.

Los parámetros de birrefringencia de la fibra se generan utilizando el modelo de Wai Menyuk, según se explica en el punto 4.4, a través de un función creada específicamente con ese fin, la función “Generate_PMD_Parameters_WMM2.m”. Los parámetros de entrada de esta función son el coeficiente de PMD de la fibra (D_p), la longitud de correlación de la birrefringencia y la longitud de la fibra (se usa $D_p = 0,17 \text{ ps/km}^{0.5}$ y una longitud de la birrefringencia de 100 metros). Los parámetros de salida son los valores del vector de birrefringencia (módulo y ángulo) en cada punto de la fibra generados a través de un proceso aleatorio.

```

x_z(1) = b1*rand(1,1)-b1/2;
y_z(1) = b1*rand(1,1)-b1/2;
betals(1) = sqrt(x_z(1)^2 + y_z(1)^2 );
sen(1) = y_z(1)/betals(1);
coss(1) = x_z(1)/betals(1);

gx_z = sqrt(12/correlationlength)*b1*rand(1,nz) - sqrt(12/correlationlength)*b1/2;
gy_z = sqrt(12/correlationlength)*b1*rand(1,nz) - sqrt(12/correlationlength)*b1/2;

for i = 2 : nz+1,
    x_z(i) = x_z(i-1) + (-x_z(i-1)/correlationlength + gx_z(i-1)/sqrt(dz))*dz;
    y_z(i) = y_z(i-1) + (-y_z(i-1)/correlationlength + gy_z(i-1)/sqrt(dz))*dz;
    betals(i) = sqrt(x_z(i)^2 + y_z(i)^2 );
    sen(i) = y_z(i)/betals(i);
    coss(i) = x_z(i)/betals(i);
    sintetas(i) = sen(i)*coss(i-1)-coss(i)*sen(i-1);
    if imag(sintetas(i))~= 0,
        fprintf(1,'ALERT: sintetas is not real!');
    end
    tetas(i) = asin(sintetas(i));
end
end

```

Figura 14: Generación de los parámetros de birrefringencia en cada punto de la fibra según el modelo Wai Menyuk. El vector “*betals*” contiene los valores del módulo de la birrefringencia y el vector “*tetas*” los ángulos respecto de un eje cartesiano fijo en cada punto de la fibra. Las variables “*x_z*” e “*y_z*” representan los valores *p* y *q* de las ecuaciones (4.25) y (4.26)

Luego se implementa el código correspondiente a la señal modulada del transmisor coherente, para lo cual se creó la función “QPSK_Generator.m”. La modulación utilizada para una señal de 100 Gbps es del tipo PDM-QPSK, que sigue los mismos principios explicados en la Figura 13: Esquema de transmisor PM-QPSK como los utilizados en sistemas de comunicaciones óptica coherentes con canales de 100 Gbps, portadora simple, y constelaciones de fase.

```

%----Generación de señales con ruido en código NRZ para señales de entrada al Mach Zehnder-----
us11 = NRZgeneratorSquare(bits,nperbit,t,dt,mean_input_power,25) - 0.5*sqrt(2*mean_input_power) + noise11;
us12 = NRZgeneratorSquare(bits,nperbit,t,dt,mean_input_power,25) - 0.5*sqrt(2*mean_input_power) + noise12;

%----Desfasaje en pi/2 de una de las señales-----
us12 = us12.*exp(j*pi/2);

%----Filtro Gaussiano con fft e ifft-----
filterban = 75; %banda GHz
filter = gaussian(v,0,filterban,1,10);

aux1 = fft(us11).*filter;
sigtime11 = ifft(aux1);

aux2 = fft(us12).*filter;
sigtime12 = ifft(aux2);

%----Suma de señales para generar señal PDM-QPSK
u = sigtime11 + sigtime12;

```

Figura 15: Representación de señal PMD-QPSK en el código

Como se aprecia en la Figura 15, la función llama a otra función que genera dos señales del tipo NRZ y después una de estas señales se la desfasa 90°. A estas señales se las transforma al dominio de las frecuencias mediante la transformada de Fourier y se las filtra con un filtro gaussiano de 75GHz. Por último se realiza la antitransformada de Fourier de las señales y se las suma, consiguiendo representar una señal como expresa la Figura 13. Este procedimiento se repite para generar otra señal de entrada pseudoaleatoria en la otra polarización.

La propagación de la señal, se lleva a cabo mediante la función “SSMF_for_CNLSE_withPMD_Meniuk_LEM.m” que fue desarrollada específicamente para esta tesis e implementa el código propuesto. Esta función implementa el método SSF Simetrizado para las ecuaciones GC-NSLE que se explica en el capítulo 4.3.1, optimizando el método de la elección del paso de integración a través del LEM, explicado en el punto 4.3.2. En la siguiente figura se muestran las líneas del código que implementa la solución numérica de la parte no lineal, tal como se describe en las ecuaciones (4.9) y (4.10), y están implementados en la función “SSMF_for_CNLSE_withPMD_Meniuk_Single_Step.m”, llamada por la función anteriormente mencionada.

```
deltateta = (-1*gamma*correlationlength/3)*(uix.*conj(uiy) - uiy.*conj(uix));
ux = exp(-i*gamma*correlationlength*(abs(uix).^2 + abs(uiy).^2)).*( uix.*cos(deltateta) - uiy.*sin(deltateta) );
uy = exp(-i*gamma*correlationlength*(abs(uix).^2 + abs(uiy).^2)).*( uix.*sin(deltateta) + uiy.*cos(deltateta) );
```

Figura 16: Representación en código del GC-NSLE

En la siguiente figura se representa como se ajusta el tamaño de la integración espacial utilizando el método LEM según el valor de tolerancia δ , ecuación (4.15).

```
delta = sqrt(sum(sum((abs(uf-uc)).^2)))/sqrt(sum(sum((abs(uf)).^2)));

propag = 1;
if (delta < (tol/2))
    u1 = (4/3)*uf-(1/3)*uc;
    correlationlength_aux = correlationlength*(2^(1/5));

elseif ( tol <= delta <= (2*tol) )
    u1 = (4/3)*uf-(1/3)*uc;
    correlationlength_aux = correlationlength/(2^(1/5));

elseif delta > (2*tol)
    if correlationlength/(2*dz) < 4,
        u1 = (4/3)*uf-(1/3)*uc;
        correlationlength_aux = correlationlength;
    else
        correlationlength_aux = correlationlength/2;
        propag = 2;
    end
else
    u1 = (4/3)*uf-(1/3)*uc;
end
```

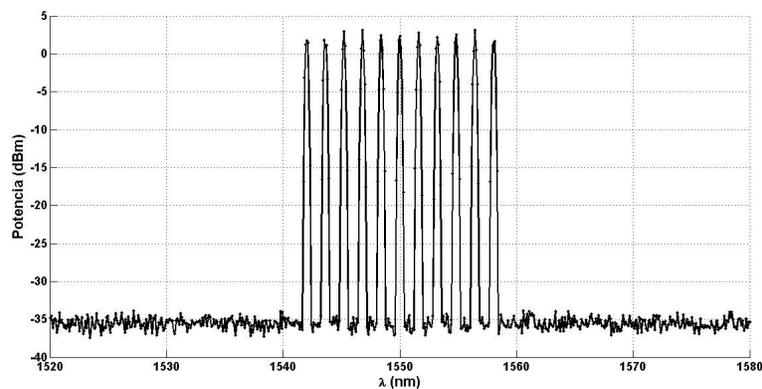
Figura 17: Representación de LEM

8 SIMULACIÓN DEL ENLACE BENAVIDEZ-CÓRDOBA

La simulación que se efectuó con el simulador propuesto se comparará con la simulación suministrada por el mismo proveedor de equipos para el tramo que se explicó en la introducción. Dado que la compensación electrónica de la señal aún no se implementó, se compararán los resultados de relación señal a ruido (OSNR) entre la simulación propuesta y la del proveedor, y en una etapa futura se compararán los resultados de la simulación con medidas en campo utilizando un instrumento OSA (*Optical Spectrum Analyzer*).

Las simulaciones del proveedor del equipo consideran no solo todos los efectos aquí considerados sino también el SRS y el SBS. Fueron entregadas a ARSAT en forma de una planilla Excel conteniendo las OSNRs a la entrada y salida de todos los nodos del enlace. No tuvimos acceso ni al modelamiento ni al método de simulación utilizado, pero considerando que se trata de una de las empresas líderes en el sector tenemos un buen nivel de confianza de los resultados obtenidos y por ello los utilizamos para la comparación con nuestros resultados. Por supuesto pueden surgir diferencias, lo que fue una de las motivaciones de esta tesis. En la medida en que comprendamos mejor los resultados por nosotros obtenidos y sus posibles diferencias con los provistos por las empresas, estaremos en mejores condiciones de tomar decisiones acertadas en cuanto al diseño de nuestra red.

Para realizar la simulación, primero generamos el campo en ambas componentes de polarización a la salida de Benavidez, con una potencia por canal de 2 dBm. Se generaron 11 canales PDM-QPSK de 100 Gbps separados por 200 GHz (longitudes de onda: 1542nm, 1543.6nm, 1545.2nm, 1546.8nm, 1548.8nm, 1550nm, 1551.6nm, 1553.2nm, 1554.8nm, 1556.4nm y 1558nm). La OSNR con una resolución de 12.5 GHz en este punto del enlace es de 36 dB. El espectro, así como el diagrama de ojo del canal central, son mostrados en la figura abajo:



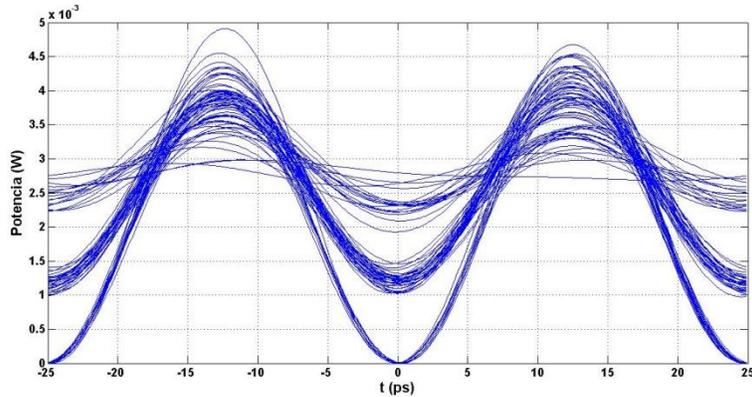


Figura 18: Arriba: Espectro a la salida de Benavidez (resolución: 12,5Ghz), tomado como espectro de entrada para la simulación de la propagación de Benavidez a Córdoba. Abajo: diagrama de ojo del canal central.

En la Figura 19 se representa el diseño del tramo a simular entre Benavidez y Córdoba, en un mapa proporcionado por el proveedor. Las distancias entre los sitios son mostradas en la tabla de la Figura 21, y en todos los casos se utilizó fibra estándar, cuyos parámetros son: $\beta_2 = -0,0216 \text{ ps}^2/\text{m}$, $\beta_3 = 0,0001 \text{ ps}^3/\text{m}$, $\beta_4 = 1 \times 10^{-7} \text{ ps}^3/\text{m}$, $\alpha = 0,2 \text{ dB/Km}$, $\gamma = 0,002 \text{ (Wm)}^{-1}$, $D_p = 0,1 \text{ ps/km}^{0.5}$.

En cada uno de los nodos del enlace, la atenuación de la fibra es compensada por dos EDFAs. A modo de ejemplo, en la Figura 20 se representa el diagrama en bloques del equipamiento de Villa María, donde se aprecian los amplificadores recién mencionados, como así también los puntos donde se medirán los campos a la entrada y a la salida del nodo en los ejes x e y (u_x, u_y, u_{0x}, u_{0y} respectivamente). Entre los EDFAs existen elementos pasivos, como filtros, y elementos activos, como los WSS (*wavelength selective switch*), que introducen pérdidas. Estas pérdidas son típicamente de 6 dB por enlace, aunque varían levemente de enlace a enlace. La figura de ruido de los amplificadores es de aproximadamente 5.5 dB, pero varía también levemente de sitio en sitio. El valor de la figura de ruido de cada EDFA, las distancias de los enlaces y las pérdidas de los elementos pasivos, se muestra en la Tabla de la Figura 21. Las ganancias de los EDFAs no son mostradas ya que, como se ha dicho anteriormente, cada amplificador compensa perfectamente las pérdidas de los enlaces y elementos pasivos anteriores.

Los parámetros numéricos utilizados son: Bits = 2^7 , Puntos por Bits = 2^8 , Duración de bits = 25 ps.

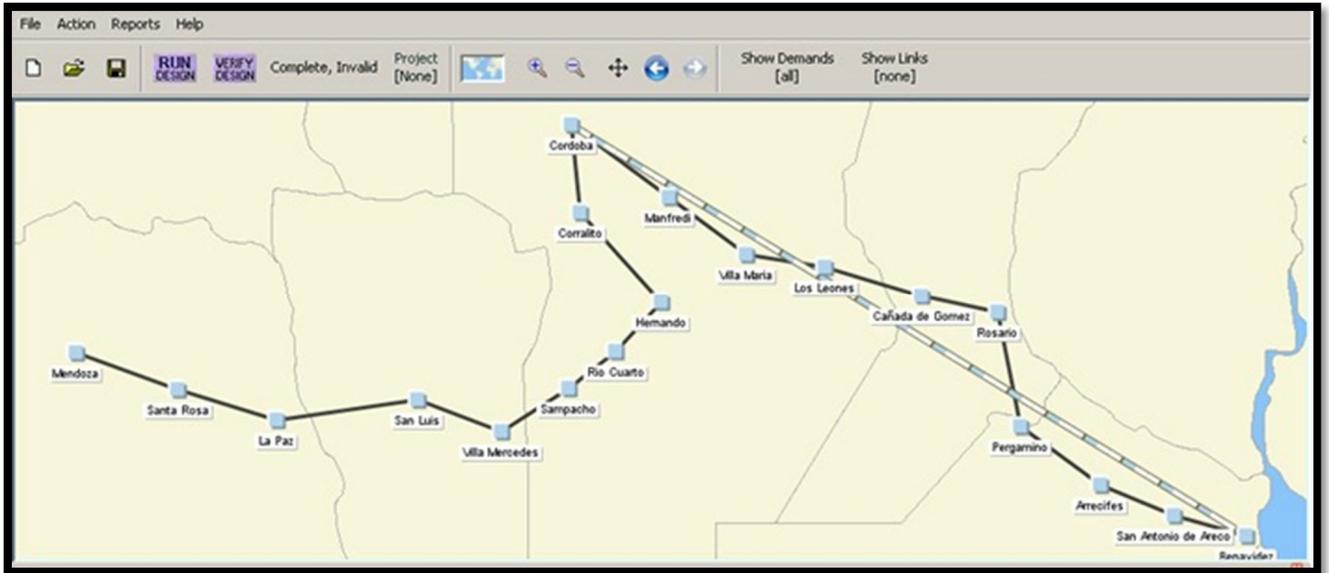


Figura 19: Mapa del enlace simulado dado por el proveedor de equipamiento. La línea en blanco y celeste representa el tramo simulado.

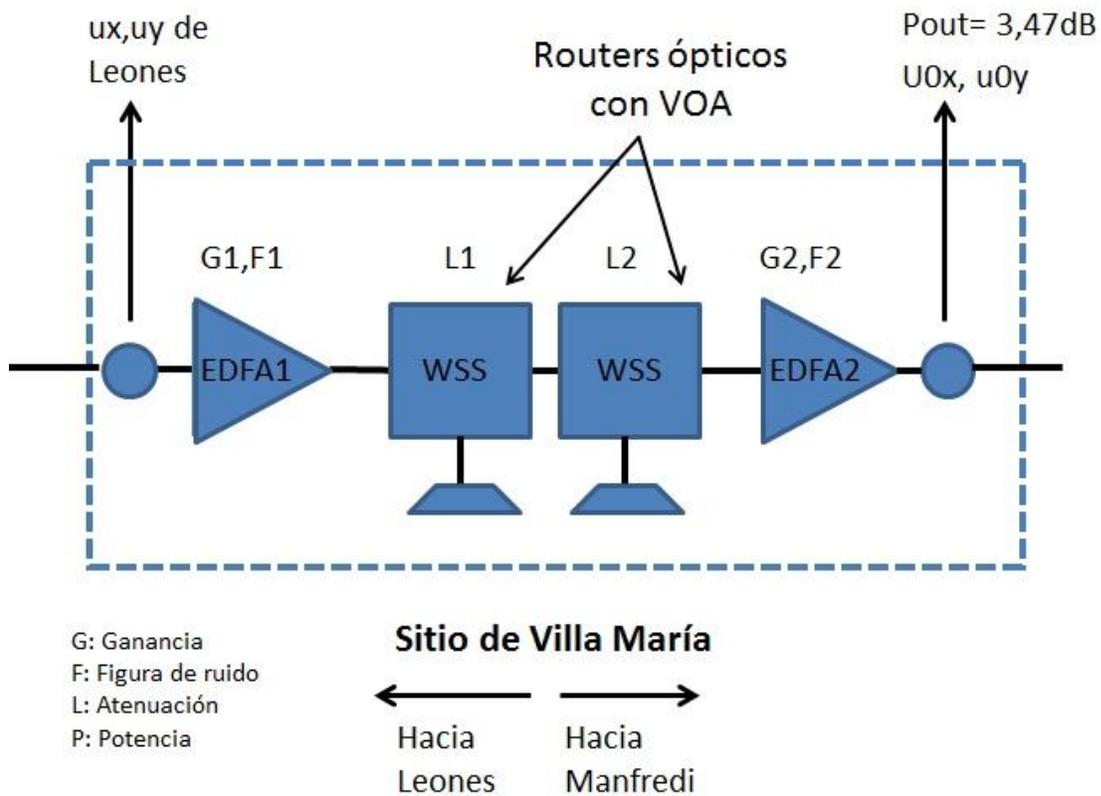


Figura 20: Análisis del tramo desde Villa María y Manfredi. u_x, u_y, u_{0x}, u_{0y} son los campos a la entrada y salida del sitio.

TRAMO		Distancia (Km)	Figura de ruido de EDFA 1 (dB)	Figura de Ruido de EDFA 2 (dB)	Pérdida de WSS 1 (dB)	Pérdida de WSS 2 (dB)
Benavidez	San Antonio de Areco	81	No tiene primer EDFA Benavidez	6,08	No tiene primer WSS	6
San Antonio de Areco	Arrecifes	68	5,36	5,74	3,7	3
Arrecifes	Pergamino	86	5,5	5,77	3,7	3
Pergamino	Rosario	87	5,35	5,77	3,7	3
Rosario	Cañada de Gomez	86	5,34	6,06	6,9	6
Cañada de Gomez	Los Leones	94	5,35	5,78	3,7	3
Los Leones	Villa Maria	99	5,3	5,79	3,7	3
Villa María	Manfredi	109	5,29	5,61	3,7	3
Manfredi	Cordoba	95	5,25	5,78	3,7	3
Cordoba			5,32	No tiene segundo EDFA Cordoba		

Figura 21: Tabla con datos del enlace a analizar

Resultados

En cada nodo, la señal pasa por un filtro sintonizable de 50 GHz de ancho de banda (los WSS cumplen también ese rol). Como el filtro que se utiliza tiene prácticamente el mismo ancho de banda que la señal, el espectro óptico visto en el OSA a la salida de cada nodo no muestra correctamente la OSNR de cada canal. Para determinar entonces la OSNR en cada uno de estos puntos, procedimos de la siguiente forma:

El cálculo de la OSNR se realizó en dos etapas: en primer lugar, calculamos en cada punto del enlace cuál es el deterioro de la misma de acuerdo a la figura de ruido y ganancia de los amplificadores precedentes.

Y en segundo lugar adicionamos el deterioro debido a los efectos no lineales durante la propagación. Para poder determinar la cantidad de ruido no lineal introducido en cada tramo entre dos nodos se comparó la OSNR a la entrada de la fibra con la obtenida a su salida. Cualquier deterioro de la OSNR durante la propagación en la fibra estándar fue atribuido al ruido no lineal.

En la tabla de la Figura 22 mostramos la OSNR en diferentes puntos del enlace de acuerdo a la herramienta del proveedor, de acuerdo al cálculo en el que sólo se considera el deterioro debido a los EDFAs, y por último, la OSNR obtenida en cada punto luego de adicionar el deterioro debido al ruido no lineal al valor obtenido del cálculo del deterioro por los EDFAs.

Se observa que los resultados de nuestra simulación son consistentes con los del proveedor, pero hay una diferencia de 2.3 dB en el último punto del enlace, en Manfredi (16.3 vs. 18.6 dB de OSNR).

Punto de medida	OSNR debida a los EDFAs (dB)	Efectos no lineales	OSNR debida a los EDFAs más los efectos no lineales (dB)	OSNR simulada por el proveedor
Salida de BNZ	36		36	35.758
Salida de SAA	31.7	0.7	31	28.5774
Salida de ARR	30.2	0.7	28.8	26.7497
Salida de PER	28.1	0.7	26	24.5661
Salida de ROS	26.7	0.7	23,9	23.1297
Salida de CAÑ	25.3	0.7	21.8	22.044
Salida de LEO	24.3	0.7	20.1	20.8568
Salida de VMA	23.2	0.7	18,3	19.7097
Salida de MAN	21.9	0.7	16,3	18.6306

Figura 22: Tabla con valores de OSNR simulados y del proveedor

En cuanto al ruido debido a los efectos no lineales, es importante señalar que nuestros cálculos son consistentes no solo con los del proveedor del equipo, que considera un valor fijo de deterioro en cada nodo, sino también con la literatura científica [11] que muestra que sólo los efectos de SPM son relevantes en estos sistemas.

El hecho de que el deterioro debido al SPM sea igual en cada nodo se debe a que en cada propagación entre dos nodos existe un ensanchamiento de la señal de cada canal durante los primeros kilómetros, que después se estabiliza. De hecho, como es esperado, en la simulación observamos este efecto, mientras que no se observamos la generación de ruido por XPM.

El espectro obtenido a la entrada de Córdoba, luego de 805 kilómetros de propagación y de haber pasado por todos los filtros y EDFAs, es mostrado en la Figura 23. Así, se observa una figura de ruido aceptable sin generación de componentes de ruido por fuera de los canales, es decir, sin efectos de XPM. Esto es consistente con la literatura y con los resultados del proveedor. Sin embargo, señalamos que no hay forma directa de garantizarlo en esta figura, porque aunque no se vean picos de ruido laterales, algunos canales, sobre todo los centrales, podrían verse afectados, en alguna medida, por XPM.

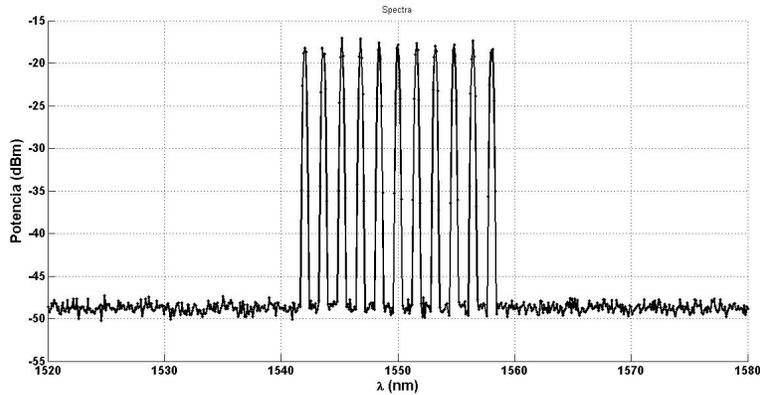


Figura 23: Espectro de salida, similar al de entrada debido a la ausencia de XPM y a la utilización de filtros en medio del enlace que limpian el ruido adyacente a los canales.

Para graficar como medimos el deterioro de la OSNR en el enlace debido al ruido no lineal, mostramos en la Figura 24 un zoom sobre el canal de menor longitud de onda en los espectros de salida en Benavidez y luego de 5 kilómetros de propagación. Se puede observar un leve ensanchamiento espectral a la salida, rasgo característico del SPM. Esto produce un deterioro de 0.7 dB en la OSNR que luego se estabiliza durante la propagación sin seguir deteriorándose.

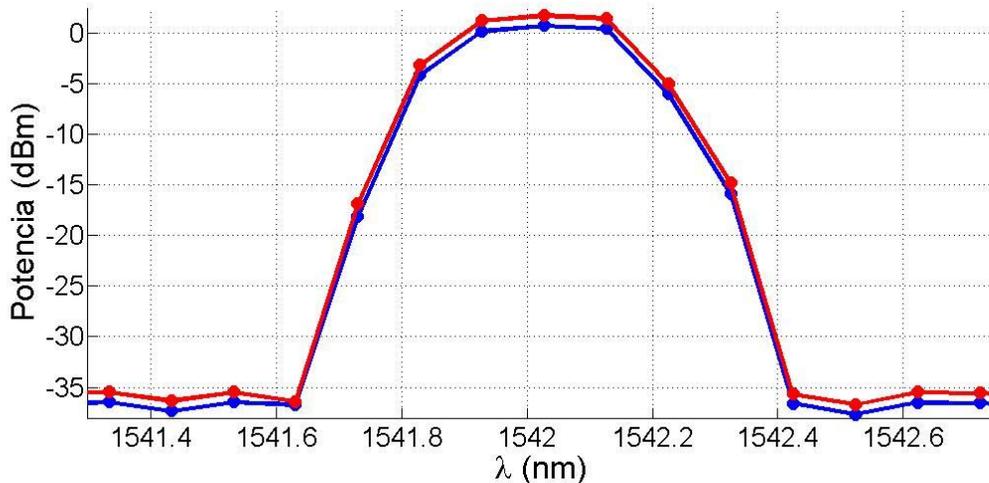


Figura 24: espectro del canal de menor de longitud de onda a la salida de Benavidez (rojo) y luego de 5 kilómetros de propagación. Obsérvese que el ancho de la base de ambos espectros es similar, mientras que la potencia de los picos es levemente diferente. Esto produce un deterioro de la OSNR, con las características del producido por SPM, de 0,7 dB.

El deterioro en cada tramo debido a los efectos no lineales es, por lo tanto, de 0.7dB, como se señala en la Figura 22. Luego de 8 saltos, entonces, se puede decir que la degradación de la señal debido a los efectos no lineales es de $0.7 \times 8 = 5,6$ dB.

9 CONCLUSIONES

Luego de simular los diferentes saltos del trayecto, y con los resultados expresados en el punto anterior, se concluye con la primera idea de que la diferencia de 2.33 dB entre la simulación propuesta y la simulación del proveedor es considerable, y de allí podemos comprobar la importancia de tener este tipo de herramientas para poder controlar en forma más detallada los diferentes diseños implementados por los proveedores de equipamiento.

Por otra parte, dado que, como se expresó en este trabajo, la simulación propuesta no tiene en cuenta los efectos no lineales producidos por la dispersión estimulada inelástica (efectos Raman y de Brillouin), dicha diferencia de resultados podría seguirse ampliándose aún más.

Pese a la similitud de los valores alcanzados entre las simulaciones, se podrá validar el simulador propuesto de una manera más exhaustiva una vez que se compruebe los valores alcanzados con las mediciones reales de campo.

El método de simulación propuesto en la tesis, supone una mejora considerable en el tiempo de simulación, en comparación con el método propuesto en [9], para lo cual este trabajo puede servir como inicio de una futura comprobación mediante alguna publicación que abarque esta temática.

Esta tesis puede dar curso al estudio de diferentes escenarios de transmisión que se quieran implementar en diferentes redes, permitiendo verificar diseños sin tener que incurrir en gastos para adquirir herramientas de simulación que ofrecen en el mercado.

Por último, dado que es un código abierto, la intención es que cualquier persona consiga mejorar la herramienta de simulación según sus necesidades, pudiendo abarcar temas como el tiempo de simulación por salto, el cual puede seguir perfeccionándose. Como se mencionó en el capítulo 7, todos los códigos están disponibles bajo una licencia de tipo libre, en la página www.freeopticsproject.org, este trabajo final es parte de la colaboración productiva propuesta en el fenómeno de software libre.

LISTA DE ACRÓNIMOS

CONICET	<i>(Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas)</i>
CSM	<i>(Coarse-Step Method)</i>
DGD	<i>(Differential Group Delay)</i>
DPSK	<i>(Diferencial Phase Shift Keying)</i>
EDFA	Amplificadores Ópticos a Fibra Dopada con Érbio <i>(Erbium-Doped Fiber Amplifier)</i>
FFT	Transformada Rápida de Fourier <i>(Fast Fourier Transform)</i>
FOP	<i>(Free Optics Project)</i>
FWM	<i>(Four Wave Mixing)</i>
G-NLSE	Generalized Non-Linear Schrödinger Equation
GC-NLSE	Generalized Coupled Non-Linear Schrödinger Equation
GVD	Dispersión de velocidad de grupo
IM-DD	Modulación de Intensidad con Detección Directa
LEM	<i>(Local Error Method)</i>
MZM	<i>(Mach Zehnder Modulator)</i>
OOK	<i>(On/Off Keying)</i>
PMD	<i>(Polarization-Mode Dispersion)</i>
PDM-QPSK	<i>(Polarization Division Multiplexed Quadrature Phase Shift Keyed)</i>
NRZ	<i>(Non Return-to-Zero)</i>
REFEFO	<i>(Red Federal de Fibra Óptica)</i>
SBS	<i>(Simulated Brillouin Scattering)</i>
SPM	Automodulación de Fase <i>(Self-Phase Modulation)</i>
SRS	<i>(Simulated Raman Scattering)</i>
SSFM	<i>(Split-Step Fourier Method)</i>
S-SSFM	SSFM simetrizado <i>(Split-Step Fourier Symmetrized Method)</i>
UADE	<i>(Universidad Argentina de la Empresa)</i>
UNC	<i>(Universidad Nacional de Córdoba)</i>
XPM	Modulación de Fase Cruzada <i>(Cross Phase Modulation)</i>
VOA	<i>(Variable Optical Attenuator)</i>

WDM	Multiplexación por División de Longitud de Onda (<i>Wavelength Division Multiplexing</i>)
WMM	(<i>Wai-Menjuk Method</i>)

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1: Ejemplos de diagramas de ojos de una señal NRZ de 40 Gbps a la entrada de una fibra estándar (azul) y después de 50 kilómetros de propagación sin compensación de la dispersión cromática (rojo).....	7
Figura 2: Evolución del estado de polarización a lo largo de la fibra cuando la señal de entrada esta polarizada a 45° respecto del eje lento (diseño inspirado en la Ref. [1]).....	8
Figura 3: Evolución un pulso a lo largo de la fibra cuando la señal de entrada esta polarizada a 45° respecto del eje lento. La concatenación de secciones birrefringentes con direcciones aleatorias genera un ensanchamiento temporal por PMD también aleatorio.....	9
Figura 4: Ejemplo de ensanchamiento espectral por efecto SPM: un tren de pulsos NRZ de 400 ps propagándose a lo largo de 200 km de una fibra de dispersión desplazada es ensanchado a la salida (curva roja). Se utilizó una resolución de 12.5 GHz.	11
Figura 5 : Ilustración esquemática de la dispersión Raman espontanea de acuerdo a la mecánica cuántica.	14
Figura 6: Espectro de ganancia Raman en relación a la frecuencia del bombeo	15
Figura 7 : Método Split Step Fourier Simetrizado (Agrawal).....	24
Figura 8: Representación esquemática del vector $\delta\beta_{10}$. Este vector representa la orientación del eje con velocidad de grupo más lento y su módulo dado por $\delta\beta_{10}(z)/2$, p y q representan la componente en el eje x e y del vector.	29
Figura 9: Representación esquemática de método implementado en la simulación. La integración de la parte lineal será en corta escala, representada por dz , y la parte no lineal en escala mayor, representada por h	31
Figura 10: Comparación del tiempo de CPU versus error global para el método propuesto en esta tesis y el que implementa las ecuaciones de <i>Manakov-PMD</i> . Se simuló un enlace de 10km sobre fibra estándar con un espectro de entrada de 11 canales de 100 Gbps cuyos detalles son dados en el Capítulo 8.	33
Figura 11: Modulador Mach Zehnder y su diagrama de constelación de fase.Gráfica inspirada en [10]	34
Figura 12: Modulador de alto orden usando una estructura super Mach Zehnder. Gráfica inspirada en [10]	35
Figura 13: Esquema de transmisor PM-QPSK como los utilizados en sistemas de comunicaciones óptica coherentes con canales de 100 Gbps, portadora simple, y constelaciones de fase. Gráfica inspirada en [10].....	36
Figura 14: Generación de los parámetros de birrefringencia en cada punto de la fibra según el modelo Wai Menyuk. El vector “ <i>beta1s</i> ” contiene los valores del módulo de la birrefringencia y el vector “ <i>tetas</i> ” los ángulos respecto de un eje cartesiano fijo en cada punto de la fibra. Las variables “ <i>x_z</i> ” e “ <i>y_z</i> ” representan los valores p y q de las ecuaciones (4.25) y (4.26)	38
Figura 15: Representación de señal PMD-QPSK en el código	38
Figura 16: Representación en código del GC-NSLE.....	39
Figura 17: Representación de LEM.....	39
Figura 18: Arriba: Espectro a la salida de Benavidez (resolución: 12,5Ghz), tomado como espectro de entrada para la simulación de la propagación de Benavidez a Córdoba. Abajo: diagrama de ojo del canal central.	41

Figura 19: Mapa del enlace simulado dado por el proveedor de equipamiento. La línea en blanco y celeste representa el tramo simulado.	42
Figura 20: Análisis del tramo desde Villa María y Manfredi. u_x, u_y, u_{0x}, u_{0y} son los campos a la entrada y salida del sitio.	42
Figura 21: Tabla con datos del enlace a analizar	43
Figura 22: Tabla con valores de OSNR simulados y del proveedor.....	44
Figura 23: Espectro de salida, similar al de entrada debido a la ausencia de XPM y a la utilización de filtros en medio del enlace que limpian el ruido adyacente a los canales.	45
Figura 24: espectro del canal de menor de longitud de onda a la salida de Benavidez (rojo) y luego de 5 kilómetros de propagación. Obsérvese que el ancho de la base de ambos espectros es similar, mientras que la potencia de los picos es levemente diferente. Esto produce un deterioro de la OSNR, con las características del producido por SPM, de 0,7 dB.	45

BIBLIOGRAFÍA

- [1] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4ta ed., Elsevier, 2007, pp. 14-25.
- [2] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4ta ed., Elsevier, 2007, p. 34.
- [3] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4ta ed., Elsevier, 2007, p. 36.
- [4] Rieznik A, Heidit A, König P, Bettachini V, Groz D, *Optimum Integration Procedures for Supercontinuum Simulator*, 2012.
- [5] Sinkin O, Holzlöhner R, Zweck J, Curtis R. Menyuk, *Optimization of the Split-Step Fourier Method in Modelling Optical Fiber Communication Systems*, 2003.
- [6] Marhic M., Rieznik A., Kalogerakis G., Braimiotis C., Fregnito HL, Kazovsky, *Accurate numerical simulation of short fiber optical parametric amplifiers*, 2008.
- [7] P.K.A Way, C. R. Menyuk, *Polarization mode dispersion, decorrelation and diffusion in optical fibers with randomly varying birefringence*, 1996.
- [8] D. Marcuse, C. R. Menyuk, and P. K. A. Wai., *"Application of the Manakov-PMD equation to studies of signal propagation in optical fibers with randomly varying birefringence,"*, 1997.
- [9] Zhongxi Zhang, Liang Chen and Xiaoyi Bao, *A fourth-order Runge-Kutta in the interaction picture method for numerically solving the coupled nonlinear Schrödinger equation*, Optics Express, 2010.
- [10] Corp., Infinera, *"Coherent DWDM Technologies" White Paper*, 2012.
- [11] C. Xie, *Impact of nonlinear and polarization effects in coherent systems*, vol. 19, Optics Express, 2011.