



**INAOE**

**Simulación de un láser Mode-Locked de fibra  
óptica**

por

**Guillermo Sánchez Ojeda**

Tesis sometida como requisito parcial  
para obtener el grado de

**MAESTRO EN CIENCIAS  
EN LA ESPECIALIDAD DE ÓPTICA**

en el

**Instituto Nacional de Astrofísica,  
Óptica y Electrónica.**

Agosto de 2014

Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:

**Dr. Evgeny Kuzin**

**Dr. Baldemar Ibarra Escamilla**

©INAOE 2014

Derechos Reservados

El autor otorga al INAOE el permiso de  
reproducir y distribuir copias de esta tesis en su  
totalidad o en partes mencionando la fuente.



# Índice

Resumen .....	3
Capítulo 1 .....	4
Introducción.....	4
Propagación de pulso en Fibras .....	6
Diferentes configuraciones de laser de fibra óptica.....	14
Capítulo 2 .....	19
Simulación de un láser de amarre de modos. ....	19
Elementos del Laser mode-locked.....	19
Capítulo 3 .....	31
Un ejemplo de la evolución de pulsos cortos en un LÁSER.....	31
Zona de amplificación. ....	39
Zona de la meseta. ....	41
Zona de oscilación .....	44
Zona de convergencia.....	48
Capítulo 4 .....	50
Evolución de pulsos para diferentes ángulos de la placa HWP.....	50
Transmisión alta .....	53
Transmisión mediana alta - Generación de múltiples pulsos .....	55
Transmisión mediana baja - Generación de pulso único.....	62
Transmisión baja .....	65
Conclusiones.....	66
Anexo .....	67
Código de la simulación de laser mode-locked de Fibra Óptica .....	67

# Resumen

Los láseres de amarre de modos de fibra óptica ocupan un importante lugar en la investigación y el desarrollo de aplicaciones. Los láseres de fibra óptica son compactos, sus posibles configuraciones son muy flexibles y en muchos de los casos no contienen elementos de espacio libre por lo que no son sensibles a cambios ambientales.

Los láseres de fibra óptica son más complejos comparados con los de estado sólido porque en su funcionamiento incluye efectos de dispersión de velocidades de grupo, dispersión de altos órdenes y múltiples efectos no lineales tales como: Automodulación de fase, rompimiento de pulsos, efectos de dispersión Raman y Brillouin. Como consecuencia de esto los parámetros del pulso o pulsos a la salida depende de forma muy complicada de muchos otros de la cavidad como: longitud de las fibras, ancho de banda, dispersión de fibra, amplificación de fibra dopada, potencia de saturación de la fibra dopada, ancho de banda del filtro, transmisión de acoplador, etc. En muchos casos para generar pulsos deseables se utilizan cavidades compuestas de fibras con distintas dispersiones. Debido a la complicación del funcionamiento para desatollar un láser de amarre de modos con parámetros deseables es necesario hacer primero una simulación de laser el cual permita desarrollar la configuración del láser.

En el trabajo se desarrolla el programa en Matlab para la simulación de un láser de amarre de modos de anillo. El funcionamiento del láser está basado en rotación de polarización no lineal. La cavidad incluye una fibra dopada con Er la cual se usa como amplificador, una fibra estándar cual causa la rotación no lineal de polarización, un polarizador el cual junto con la fibra estándar constituye un elemento cual transmisión que depende de la potencia del pulso, una placa retardadora  $\lambda/4$  y una placa retardadora  $\lambda/2$  cuales sirven para el ajuste de las pérdidas en cavidad con pulsos de baja y de alta potencia. En la simulación se modela cada uno de los elementos del láser y la propagación del pulso en la fibra empleando el Método Split-Step Fourier (MSSP) y se hace un seguimiento del pulso dentro de la cavidad.

Los resultados de la simulación muestran claramente el proceso de estabilización del pulso o pulsos en la cavidad. De acuerdo a los resultados el proceso de estabilización de los pulsos en este laser se puede separar en cuatro etapas: amplificación, compresión, oscilación y estabilidad. Se muestra la dependencia que tiene el pulso de salida al balance entre la dispersión de la fibra pasiva y el ancho de banda del filtro. Además se muestra la posibilidad de controlar el número de pulsos variando la transmisión en el sistema por medio de una placa retardadora  $\lambda/2$ .

En general el programa muestra que el diseño de un láser de amarre de modos con parámetros preestablecidos para el pulso de salida es posible.

# Capítulo 1

## Introducción

El objetivo principal de este trabajo es la construcción de un programa en Matlab que simula un láser mode-locked. El interés en la construcción de este tipo de láseres radica en la capacidad de generar pulsos del orden de femtosegundos (fs). Otro factor importante es que las configuraciones de estos son muy flexibles y en muchos casos no contienen elementos de espacio libre por lo que no son sensibles a cambios ambientales lo que incrementa el potencial de posibles aplicaciones en áreas como la óptica médica, el micro-mecanizado, medicina forense, como fuentes en telecomunicaciones y el laboratorio. A manera de introducción revisaremos la configuración y las características de este tipo de láseres.

Un láser está constituido de tres partes básicas. Un bombeo, un medio con ganancia o medio activo y una cavidad. Se pueden presentar en diferentes configuraciones y con diferentes elementos; La cavidad puede ser una cavidad lineal (Fabry-Perot) o una configuración de cíclica, laser de anillo. El material activo pueden ser gases como el He-Ne, Ar, Kr, CO<sub>2</sub>, N; otros de estado sólido como el rubí y recientemente los láseres de diodo construidos con materiales semiconductores.

En mayoría de láseres de estado sólido y láseres de fibra óptica los átomos activos son los átomos del grupo de elementos conocidos como tierras raras. Estos átomos pueden ser el Erblio (Er), Iterbio (Yb), Neodimio (Nd), el Praseodimio (Pr), Tulio (Tu), Holmio (Ho). Los iones de estas tierras raras absorben la luz del bombeo lo que excita a los electrones que pasan a un nivel metaestable y que posteriormente decaerán emitiendo luz, a este proceso se le conoce como emisión estimulada y permite la amplificación de la luz.

La cavidad del láser permite existencia de luz con longitudes de onda específicas. Estas longitudes se llaman modos. En el caso más simple el láser genera varios modos de los cuales las fases no son relacionadas una con otra. La suma de todos modos generados representa en este caso una señal con amplitud aleatoria. Sin embargo si los modos tienen una relación de fase bien definida y fija hay una interferencia constructiva entre los modos en una pequeña sección y una interferencia destructiva en el resto. Esto en el espacio temporal se mostrara un solo pulso. Es por eso que el mode-locking es usado como una técnica para obtener un pulso o un grupo de pulsos ultra cortos en un láser. Las técnicas para lograr el mode-locked se puede dividir a dos técnicas principales: amarre de modos activo y amarre de modos pasivo.

Amarre de modos activo:

Como su nombre lo indica en esta técnica se necesita un elemento que participe activamente en el amarre de los modos. Para obtener la modulación adecuada se

puede elegir entre distintos moduladores tanto electro-ópticos o acústico-ópticos colocados en el interior de la cavidad.

La generación de los pulsos en láseres de amarre de modos se puede considerar en el dominio de frecuencias, considerando los modos de cavidad y también en el dominio del tiempo considerando el desarrollo del pulso dentro de la cavidad del láser. En muchos casos la consideración en dominio del tiempo es más sencilla y más instructiva para entender los procesos de formación de los pulsos. Más abajo en todo el trabajo solo utilizaremos consideración en dominio del tiempo.

En la técnica de amarre de modos activo mediante de modulador se introducen pérdidas periódicas en la cavidad, ver Fig. 1.1. Solo en momentos del tiempo 1, 2, 3, etc. el pulso pasa por el modulador sin pérdidas y solo para este pulso la amplificación se iguala con las pérdidas permitiendo existencia del pulso dentro de la cavidad en tiempo indefinido. Para aplicar esta técnica el periodo de modulación de las pérdidas tiene que ser igual a tiempo de recorrido del pulso por la cavidad.

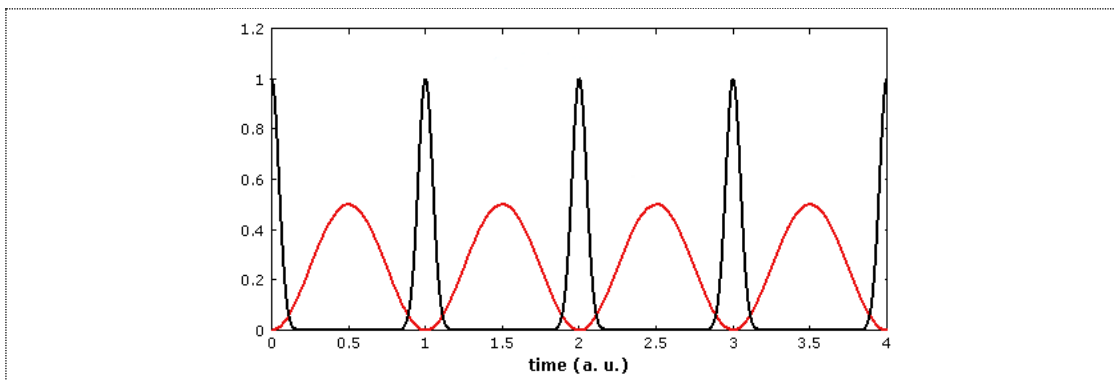
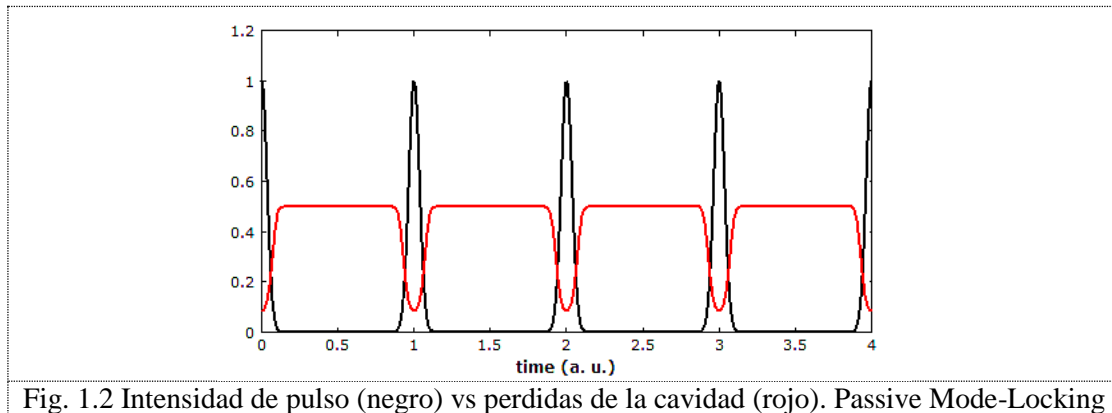


Fig. 1.1 Intensidad de pulso (negro) vs pérdidas de la cavidad (rojo). Active Mode-Locking

Amarre de modos pasivo:

El mode-locking pasivo se obtiene mediante la introducción de un medio absorbente saturable en la cavidad laser. Los pulsos que logran saturar el absorbente logran sobrevivir y aquellos pulsos que no lo hacen se pierden, por lo que solo sobreviven los pulsos con alta energía. Este medio absorbente tiende a eliminar las partes más débiles del pulso por lo que el pulso también se hace más delgado.



Existen varios materiales cuales se puede utilizar como absorbedores saturables, polímeros, semiconductores, líquidos. En láseres de fibra óptica las mismas fibras permiten construir absorbedores saturables utilizando efectos no lineales en la fibra óptica. En parte siguiente consideramos breve los efectos no lineales en las fibras ópticas importantes para la construir el láser de amarre de modos de fibra óptica.

## Propagación de pulso en Fibras

En general los fenómenos se simplifican suponiendo un comportamiento lineal pero a medida que se aumenta la energía (potencia, fuerza, presión) el comportamiento deja de serlo. En el caso de las fibras ópticas como en cualquier dieléctrico en el que incide un campo eléctrico tendrá un comportamiento no lineal al aumentar la intensidad de este.

En el láser que estudiamos la energía aumenta gradualmente por lo que es inevitable que se presenten fenómenos no lineales que se pueden observar en los cambios en la forma del pulso como compresión, ensanchamiento, y la misma amplificación. Estos cambios se deben a fenómenos no lineales.

En las fibras ópticas se pueden presentar fenómenos como la Dispersión Estimulada de Raman (Stimulated Raman Scattering, SRS), auto desplazamiento de frecuencia basada en efecto Raman (Self frequency shift, SFS), de la Dispersión Estimulada de Brillouin (Brillouin stimulated scattering, SBS), que dependen de la interacción entre las ondas de luz y vibración de moléculas. Y los fenómenos no lineales que dependen del efecto Kerr, como la Automodulación de Fase (self phase modulation, SPM), modulación cruzada de fase (Cross Phase Modulation, XPM) y la mezcla de cuatro ondas (Four Wave Mixing, FWM). La dispersión de los velocidades de grupo junto con SPM resulta a formación de solitones y también a la inestabilidad Modulacional (Modulation instability, MI). Todos estos efectos afectan significativamente a funcionamiento de los láseres de amarre de modos de fibras ópticas. En este parte consideramos brevemente los efectos importantes para láseres de fibra óptica.

1. Dispersión de los velocidades de grupo (Group-Velocity Dispersion, GVD)

Matemáticamente los efectos de dispersión son representados por una expansión de la constante de propagación de modo  $\beta$  en series de Taylor alrededor de una frecuencia  $\omega_0$  que es donde se centra el espectro del pulso. La expansión de Taylor se muestra en la Ec. 1.1

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

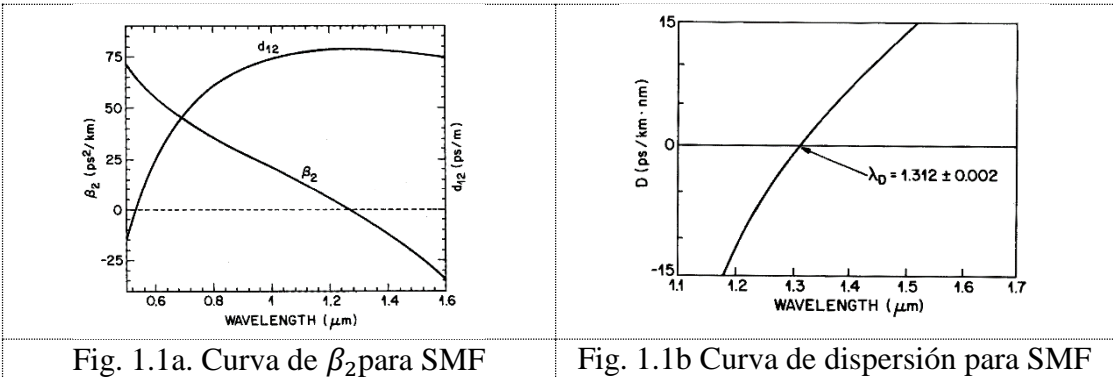
Donde  $\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m}\right)_{\omega=\omega_0}$  y  $m = 1, 2, \dots$ ,  $\beta_0$  es constante de propagación para frecuencia  $\omega_0$ .

Los parámetros  $\beta_1$  y  $\beta_2$  están relacionados con el índice de refracción y con la velocidad del grupo de la siguiente forma:  $\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left( n + \beta \frac{dn}{d\omega} \right)$  y

$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} \omega + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right)$  donde  $n_g$  y  $v_g$  son los índices y velocidad de grupo respectivamente. Además el parámetro  $\beta_2$  representa la dispersión de la velocidad de grupo (Group-Velocity Dispersion, GVD) y es responsable del ensanchamiento de pulsos con bajas potencias o posible compresión para altas potencias dependiendo de su signo. La dispersión es un valor importante en el estudio de las fibras ópticas. Además de  $\beta_2$  se puede definir la dispersión de otra forma muy común para caracterizar la fibra:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \approx \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad \text{Ec. 1.2}$$

Haciendo la aproximación de Sellmeier Equation y los valores de resonancia propios del silicio puro se puede calcular la curva para  $\beta_2$  que se muestra en Fig. 1.1 y por lo tanto con la ecuación 1.2 se tiene la curva de dispersión para una fibra estándar.

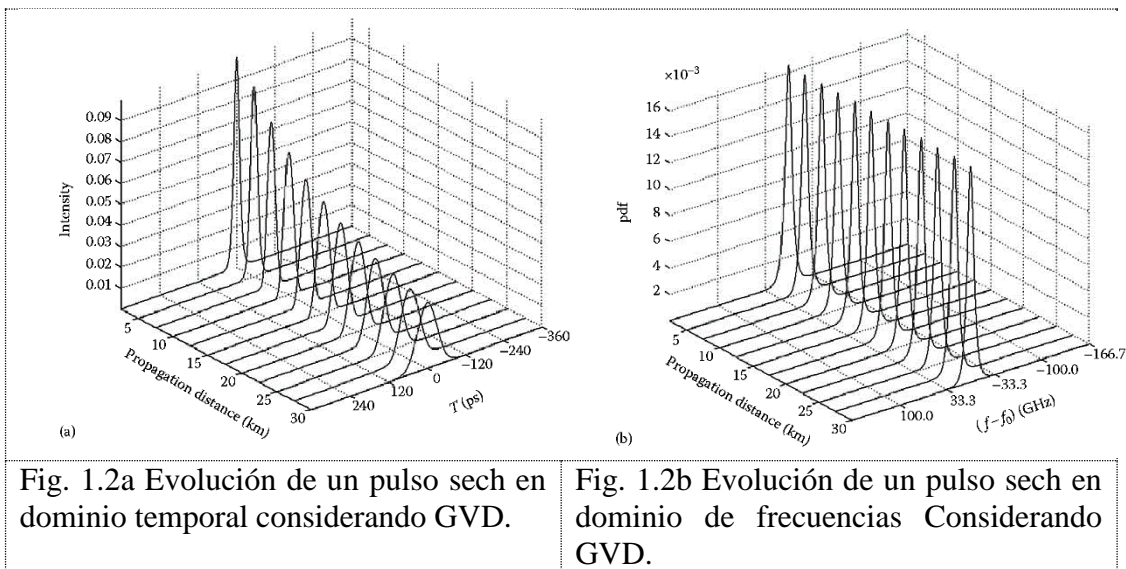


Como se puede ver en la curva de la Fig. 1.1b la dispersión puede tener valores positivos o negativos. Si la dispersión  $D$  tiene signo negativo se denomina dispersión normal y en el caso contrario se denomina dispersión anómala.

La propagación de los pulsos en presencia de la dispersión puede modelarse con la Ec. 1.3a donde  $A$  es envolvente del pulso y el tiempo se toma como  $T = t - z/v_{gr}$ . Pasando a dominio de frecuencias es muy fácil obtener la solución para la envolvente, Ec. 1.3b. Se puede ver que espectro en la salida es una exponencial que multiplica al perfil inicial.

$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2}$	Ec. 1.3a
$A(z, \omega) = A(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right)$	Ec. 1.3b

Otro parámetro importante que se pueden obtener a partir de la información de dispersión es la longitud de dispersión ( $L_D$ ) que se puede calcular como  $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$  la longitud de dispersión se puede entender como la distancia a la cual el pulso con perfil Gaussiana incrementa su longitud a  $\sqrt{2}$ . Si se grafica la solución de la Ec. 1.3a podemos notar como GVD genera cambios en el perfil en el espacio temporal y la parte espectral se mantiene constante (Fig. 1.2).



## 2. Self Phase Modulation (SPM)

Este fenómeno es responsable del ensanchamiento espectral de los pulsos cortos, y se debe al cambio del índice de refracción en función de la intensidad ( $\Delta n = n_2 I$ ) el valor típico de  $n_2$  en vidrio de silicio es cercano a los  $3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ . La SPM se

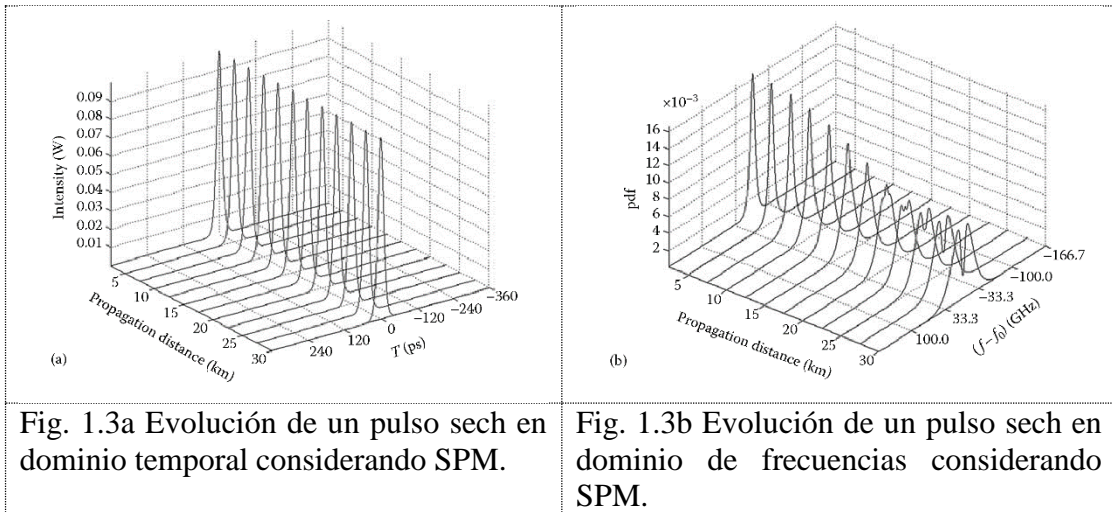


puede estudiar considerando el término mostrado en la Ec. 1.4a, donde el coeficiente  $\gamma$  se llama coeficiente no lineal. Su valor típico para fibras estándar es  $1.5 \text{ (km-W)}^{-1}$ . El valor básicamente depende de área efectiva del modo de la fibra. La solución de Ec. 1.4a se muestra en la Ec. 14b.

$\frac{\partial A}{\partial z} = j\gamma A ^2 A$	Ec. 1.4a
$A(t, z) = A(t, 0) \exp(j\gamma A ^2 z)$	Ec. 1.4b

Al igual que en la dispersión se puede definir un parámetro que nos indica a partir de que distancia los fenómenos no lineales son importantes, este parámetro es conocido como la longitud no lineal ( $L_{NL}$ ) y se define como:  $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$

Como se puede ver en la Ec. 1.4b la forma del pulso no se cambia sin embargo se cambia el ancho espectral si lo hace. El ensanchamiento espectral para un pulso sech se puede observar en la Fig. 1.3. Como se puede ver en la figura en el espacio de frecuencias el espectro presenta oscilaciones y ensanchamiento a medida que el pulso se propaga.



### 3. Dispersión + SPM

Como se pudo observar en estos fenómenos por separado, uno modifica el perfil del pulso en el espacio temporal y el otro en el espacio de frecuencias. Si unimos la dispersión, la SPM y además agregamos el término de atenuación por pérdidas tenemos la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE) para una SMF (Ec. 1.5). En esta ecuación no se consideran términos respecto a la polarización o Raman. Pero representa una buena aproximación de la forma en que se propaga un pulso dentro de una fibra estándar.

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - i\gamma|A|^2A$$

Ec. 1.5

En general un pulso que se propaga en una fibra SMF presenta modificaciones en su perfil tanto temporal como espectral en función de la intensidad del campo y los valores de dispersión y no linealidad. Que dependiendo del signo de  $\beta_2$  se puede comprimir o ensanchar en el espacio temporal y un caso en especial importante como resultado de la combinación de estos dos fenómenos es la propagación de solitones.

#### 4. Soliton

Como ya se vio los fenómenos GVD y SPM modifican el pulso en ambos espacios, pero un caso importante es cuando estos se equilibran. Una relación que nos puede ayudar a encontrar este equilibrio es  $N$  donde  $N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}$ ,  $L_D$  es la longitud de dispersión y  $L_{NL}$  es la longitud no lineal. Este coeficiente aparece cuando se escribe la ecuación de Schrödinger de forma adimensional. Cuando  $N=1$  se tiene un equilibrio entre GVD y SPM y esto implica que  $L_D = L_{NL}$  con esta consideración se puede resolver la ecuación de Schrödinger y se llega a que el perfil inicial debe tener la forma de una sech.

Si se propaga este perfil con las condiciones adecuadas de Potencia y FWHM para sus coeficientes no lineales y dispersión de segundo orden tendremos que el pulso se propaga invariante tanto en el espacio temporal como en el espectral. Si  $N$  toma valores enteros mayores a uno se denominan solitones de altos órdenes y su forma se puede observar en la Fig. 1.4

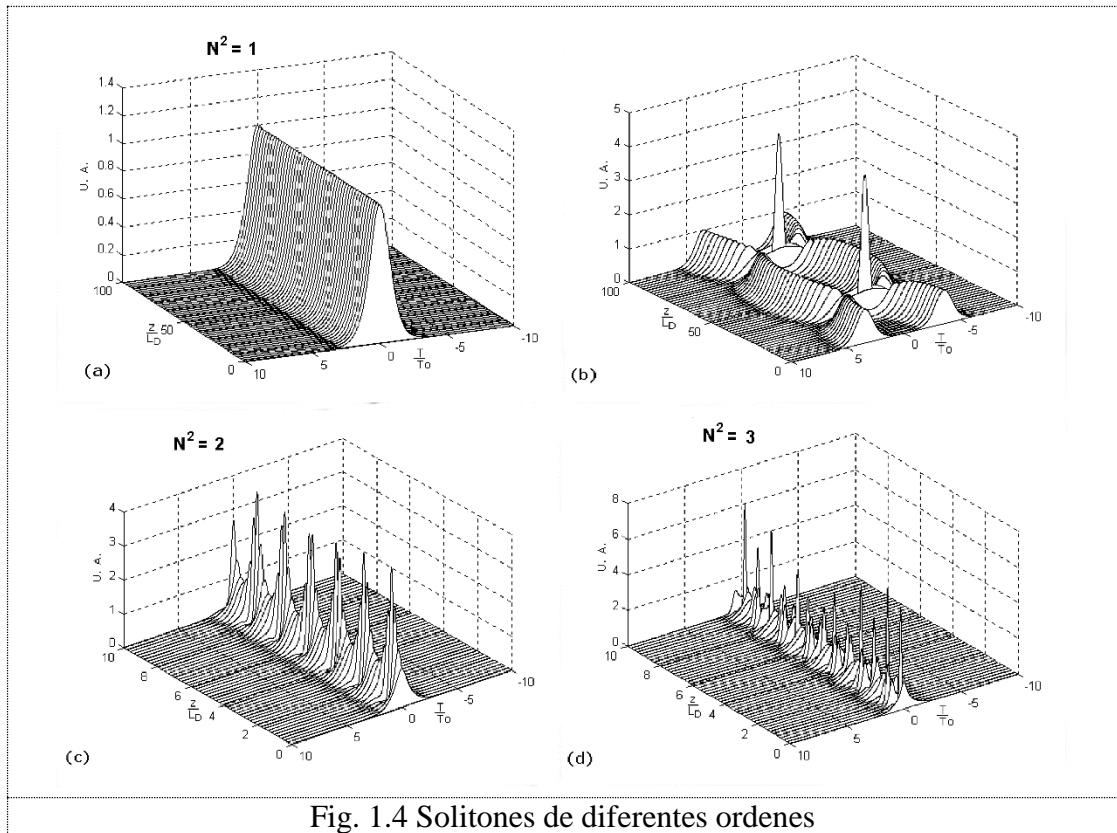


Fig. 1.4 Solitones de diferentes ordenes

## 5. Rotación no lineal de la polarización.

Los efectos de polarización en la fibra son muy importantes. Para estudiarlos hay que considerar dos componentes de polarización de luz. Lo más común es considerar dos componentes ortogonales con polarización lineal o circular. Cualquier polarización se puede presentar como suma dos componentes ortogonales con sus apropiadas fases y amplitudes. Para estudiar los efectos de rotación no lineal de polarización es más cómodo presentar el pulso como suma de dos componentes con polarización circular. Si se omite el efecto de dispersión de velocidades de grupo (esto es correcto para pulsos largos) las ecuaciones acoplados para componentes con polarización circular serán:

$\frac{\partial A_+}{\partial z} = -j \frac{2}{3} \gamma \left[  A_+ ^2 + 2 A_- ^2 \right] A_+$	Ec. 1.6
$\frac{\partial A_-}{\partial z} = -j \frac{2}{3} \gamma \left[  A_- ^2 + 2 A_+ ^2 \right] A_-$	

El coeficiente  $2/3$  aparece porque la SPM para la polarización circular es  $2/3$  de SPM para polarización lineal. En base a la polarización circular la elipticidad de polarización depende de la relación entre las amplitudes de las componentes circulares derecha e izquierda:

$ellipticidad = \frac{ A_-  -  A_+ }{ A_-  +  A_+ }$	Ec. 1.7
--	---------

La orientación depende de las diferencias de fases:

$orientacion = \frac{phase(A_+) - phase(A_-)}{2}$	Ec. 1.8
---	---------

La polarización lineal corresponde a una  $ellipticidad=0$  y  $|A_-|=|A_+|$ . Para componentes con amplitud igual el cambio no lineal de fase es el mismo para ambas componentes, la diferencia de fase se conserva constante y según la Ec. 1.8 la orientación de polarización no se cambia. Si  $|A_-| \neq |A_+|$  los componentes comienzan recibir cambio no lineal de la fase diferente y según Ec. 1.8 orientación de polarización también cambia. Este efecto se llama rotación no lineal de elipse de polarización. Como se puede ver de Ec. 1.6 la velocidad de rotación de polarización de la elipse de polarización depende de razón entre amplitud de los componentes y se incrementa para elipticidades mayores. La velocidad de rotación de la elipse de polarización también depende de intensidad de luz. Esto permite hacer un dispositivo por su funcionamiento parecido a un absorbedor saturable el cual puede ser utilizado para el amarre de modos pasivo.

La orientación y la elipticidad de la polarización final de la luz dependen la longitud de la fibra y de su birrefringencia. La velocidad a la que rota la polarización depende de la intensidad aumentando la rapidez si aumenta la intensidad, sin embargo si la intensidad aumenta demasiado el índice de refracción de la fibra pueda cambiar en función de esta (Kerr-óptico) por lo que se presentan cambios de fase en el pulso y por lo tanto cambios en la polarización.

## 6. Modulation instability (MI)

La dispersión de las velocidades de grupo y SPM también resultan a un efecto importante el cual se denomina inestabilidad modulacional (Modulation instability, MI). Se muestra como una pequeña modulación de amplitud de onda continua que comienza a crecer si la potencia es alta y la dispersión es anómala. Este efecto no permite la propagación de onda continua de alta potencia por la fibra con dispersión anómala. En caso de pulsos este efecto resulta como rompimiento del pulso y formación varios pulsos si amplitud de pulso es suficiente alta. El criterio de potencia alta o baja es número de solitones  $N$ . Son estables pulsos solamente con  $N$  alrededor de 1. Si  $N$  es mayor de 1.5 el pulso tiene tendencia de separarse a varios pulsos. Para láseres de fibra óptica el rompimiento de pulsos es un obstáculo

importante para generar pulsos de alta potencia. Los efectos de inestabilidad modulacional se pueden estudiar con la misma Ec. 1.5.

## 7. Stimulated Raman Scattering (SRS).

El efecto Raman para pulsos largos es un proceso no lineal importante que puede convertir las fibras ópticas en amplificadores Raman y láseres Raman pero también puede ser un inconveniente en sistemas multicanal. Se presenta como resultado de la interacción de las ondas del campo electro-óptico con las vibraciones moleculares del material. Los fotones de un haz incidente se dispersan inelásticamente al chocar con las moléculas del material y una porción muy pequeña sufre dispersión Raman. En la dispersión Raman los fotones incidentes disminuyen su frecuencia, provocando la formación de un estado excitado virtual, posteriormente los electrones de este estado virtual decaerán a un nuevo estado vibracional provocado por la pérdida de energía de los fotones (fonones ópticos), Los fotones emitidos tienen frecuencia menor y por lo tanto una longitud de onda mayor que el incidente. El desplazamiento en frecuencias coincide con la frecuencia e vibración de las moléculas y a este se le denomina desplazamiento Stokes.

En particular para pulsos muy cortos, menores de 1 ps, el efecto Raman toma la forma de auto desplazamiento de frecuencia de luz. Para pulsos muy cortos su espectro es tan ancho que partes espectrales con longitud de onda larga pueden ser considerados como ondas de Stokes y partes espectrales con longitud de onda corta como bombeo. Las ondas de Stokes se amplifican utilizando las ondas de bombeo y con esto partes espectrales con longitud larga crecen y las partes espectrales con longitud de onda corta disminuyen. El resultado es el desplazamiento de la longitud de onda de pulso hacia longitudes de onda larga. Los efectos de auto desplazamiento de frecuencia se puede describir utilizando la ecuación:

$\frac{\partial A}{\partial z} = -j\gamma \frac{\partial  A ^2}{\partial t} A$	Ec. 1.9
--	---------

Para simular el láser nosotros tomamos en cuenta todos los efectos descritos en este parte. Los detalles serán discutidos en Capitulo 2.

## Diferentes configuraciones de laser de fibra óptica.

Existen diferentes configuraciones posibles para la cavidad dentro de las más fáciles de reconocer son las de Fabry-Perot que son las más usadas en láseres de gas, estado sólido y líquidos. En esta configuración, el medio con ganancia se coloca entre dos elementos con alta reflectancia, en algunas configuraciones de fibra óptica se usan rejillas de Bragg. Sin embargo nos concentraremos en otro tipo de configuración.

Las configuraciones usadas con mayor frecuencia son las de anillo y la de figura en 8 en las cuales el pulso no necesita de elementos reflejantes, por lo que se pueden evitar pérdidas por la alineación de los espejos, difracción y se pueden construir láseres empleando únicamente fibra óptica incrementando las posibles aplicaciones y teniendo menos alteraciones debidas al medio ambiente.

### Cavidad de anillo

Para el funcionamiento una cavidad de anillo, en general, se necesitan: un acoplador, una fibra dopada, controladores de polarización, un aislador y un WDM (Wavelength-Division Multiplexor). La disposición de cada uno de los elementos puede variar y los elementos pueden estar repetidos, esta configuración depende del equipo de trabajo que los diseñe y de los posibles usos que tendrá el láser. Este tipo de láseres son muy usados en láseres de amarre modos tanto pasivo con activo y donde la diferencia la hacen los elementos empleados y la disposición de los mismos. En la Fig. 1.7 Se puede observar la configuración principal de un láser de fibra en forma de anillo.

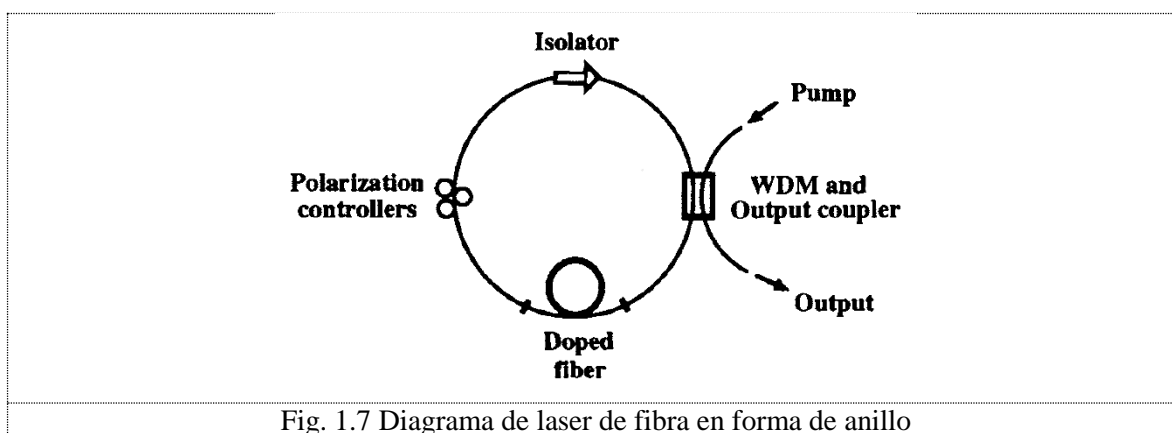


Fig. 1.7 Diagrama de laser de fibra en forma de anillo

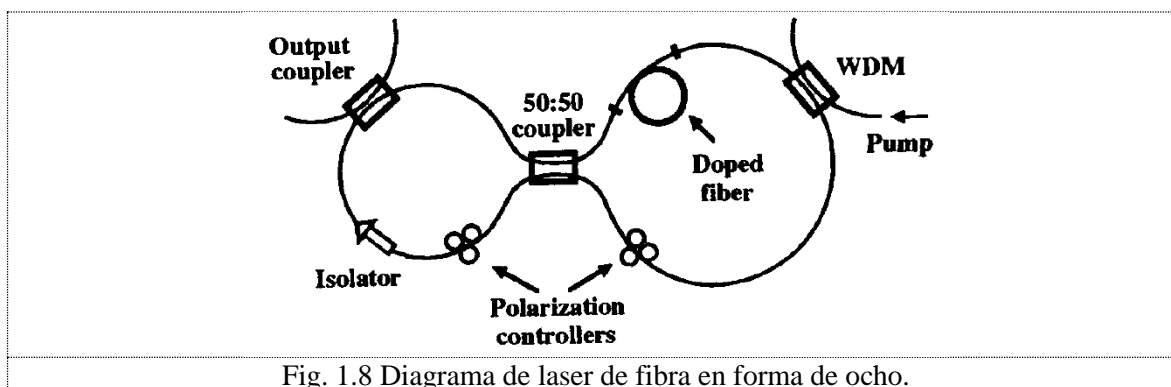
Los elementos principales en este tipo de cavidad son el amplificador de luz compuesto por una fibra dopada con Er, WDM y una fuente de bombeo, y el absorbente saturable compuesto con una fibra estándar y un polarizador. En la Fig. 1.7 el aislador también juega el papel del polarizador. El controlador de polarización se ajusta para tener transmisión baja

en el polarizador cuando potencia de señal es baja, e incrementar la transmisión con el incremento de la potencia.

### Cavidad en forma de figura ocho (F8L Figure 8 Laser)

Una cavidad con esta forma generalmente consiste en dos anillos donde uno de ellos contiene el amplificador y el otro funciona como un absorbedor saturable. En este caso como absorbedor saturable se usa un NOLM (Nonlinear Optical Loop Mirror) [1] o NALM (Nonlinear Amplifier Loop Mirror) [2]. Estos dos son modificaciones del interferómetro de Sagnac No lineal. En la mayoría de los casos el NALM está formado por un acoplador 50/50 cuyos extremos son empalmados a un lado de fibra óptica. Existen varias modificaciones del NOLM. La configuración básica utiliza acoplador asimétrico, con el coeficiente de acoplamiento diferente de 50/50. En el NOLM básico los dos haces viajan en direcciones opuestas con diferentes potencias, posteriormente interfieren al llegar al acoplador. Como es la misma longitud de fibra en el NOLM la longitud de camino óptico es la misma por lo que la interferencia de estas dos ondas en el acoplador es sensible a la diferencia de fase que existe debido a fenómenos no lineales. Los cambios de fase se deben a SPM y como este está en función de la intensidad tenemos que la transmisión del dispositivo está en función de la intensidad. Hay propuestas con NOLM con una placa retardadora de cuarto de ondas [3]. Varias configuraciones de NOLM y NALM se utilizaron para construir láseres de amarre de modos de fibra óptica.

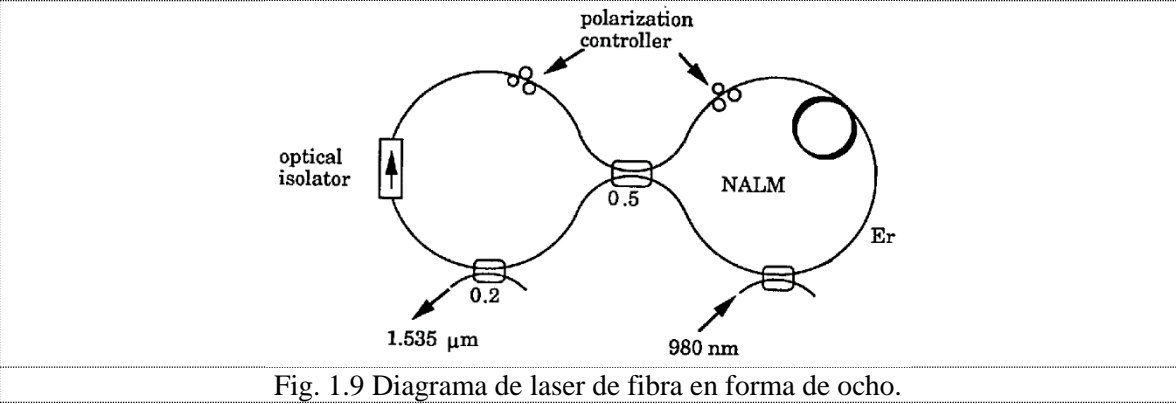
En la Fig. 1.8 se muestra un diagrama general de un láser de fibra en forma de figura ocho.



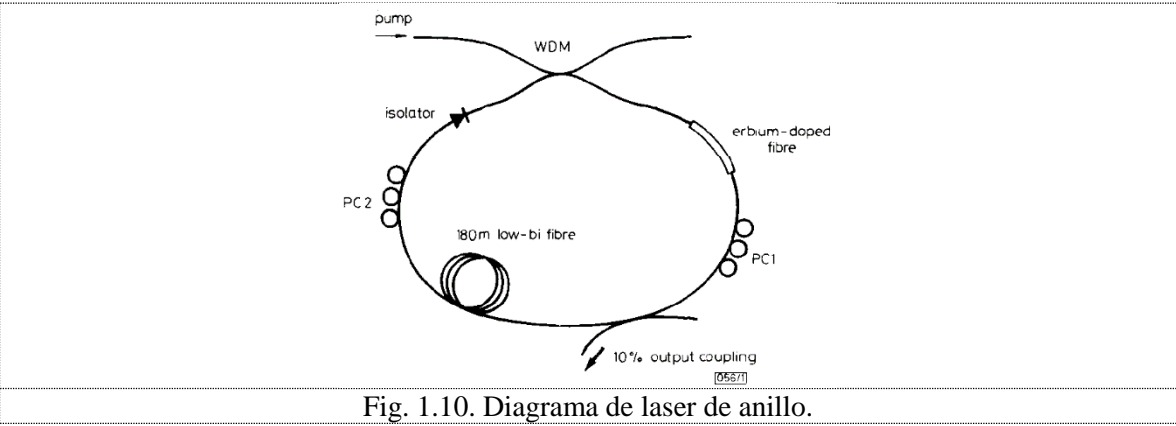
En este caso se utiliza el Interferómetro de Sagnac en forma de NALM. Las partes principales son las siguientes: el amplificador formado con la fibra dopada con Er, WDM, y la fuente de bombeo, el amplificador también sirve como parte del NALM; El circuito de retroalimentación está formado por el tramo de la fibra estándar y aislador. El funcionamiento del Interferómetro de Sagnac depende de polarización de la luz. Por lo general la fibra no mantiene el estado de polarización y por eso es necesario incorporar varios controladores de polarización.

En 1991, Irl N. Duling III presento un primer láser en forma de la figura 8 utilizando NALM como el absorbedor saturable [4]. La distribución de este se muestra en la Fig. 1.9.

En este arreglo cuenta con un controlador de polarización en cada anillo, el acoplador simétrico, el aislador óptico y otros dos acopladores uno para el bombeo, otro para la salida. Con esta configuración consiguió pulso de FWHM 3.3ps y ancho de banda espectral de 1.2nm. El producto de la duración del pulso por su ancho de banda espectral fue 0.33 el cual corresponde a un pulso en forma de soliton.



En 1992, V. J. Matsas, T. P. Newson, D. J. Richardson and D. N. Payne, demostraron que rotación no lineal de polarización puede ser utilizada para producir un láser de amarre de modos en configuración de anillo. Usando una cavidad como la que se muestra en la Fig. 1.10 obteniendo pulso con ancho de banda espectral de 1.7nm y duración de pulso medido como FWHM igual a 1.55ps. En la cavidad se utilizaron 3 m de fibra dopada con Er y 180 m de la fibra estándar con baja birrefringencia lineal.



El láser de anillo igual como laser de figura 8 demostró la generación de los pulsos en forma de solitones.

Desde los primeros trabajos se entendió que uno de los problemas de los láseres de fibra óptica es la relativa baja potencia de los pulsos. Esto es porque el pulso para ser soliton tiene que mantener una cierta potencia. Si la potencia incrementa aparecen efectos de



rompimiento de pulso en la cavidad y comienzan a viajar varios pulsos dentro de la misma. Una solución fue propuesta en [6]. El diagrama de laser que se muestra en la Fig. 11. Es un láser de anillo, sin embargo a diferencia de laser anterior su cavidad incluye fibras con diferentes velocidades de dispersión de grupo. En una parte de la cavidad se utiliza la fibra con dispersión normal, con la dispersión normal el pulso se ensancha y su amplitud baja hasta valores para los cuales los efectos no lineales no son suficientes para romper el pulso. Después el pulso se comprime en un lazo de fibra con dispersión normal, la técnica requiere una cuidadosa selección de las dispersiones y de longitudes de la fibra. Para hacer la selección correcta es necesario primero hacer simulación del funcionamiento del láser.

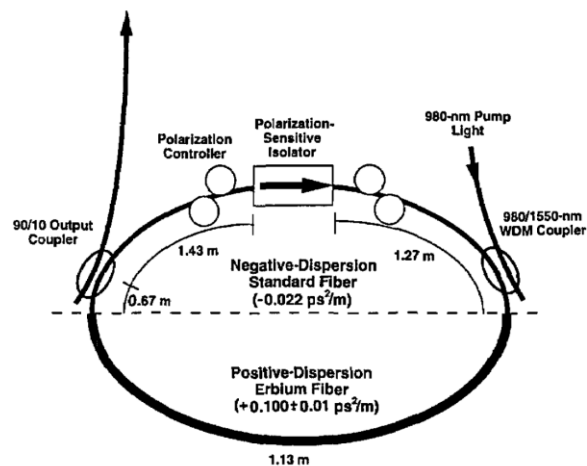


Fig. 1.11. Diagrama de “stretched pulse” laser.

Con esta configuración llegaron a generar pulsos con 77 fs de longitud y alrededor de 1 kW de potencia.

Otro problema de los láseres de fibra óptica es la polarización de la luz. La fibra no conserva la polarización y esto provoca la inestabilidad de la operación de los láseres. Para solucionar este problema trataron de usar las fibras con conservación de polarización [7].

La configuración representa en la Fig. 1.12. Es un láser de figura 8 con todas las fibras con alta birrefringencia las cuales permiten conservar la polarización. También utilizan la técnica llamada “dispersion management”. Esta técnica incluye el uso de las fibras con distintas dispersiones y una selección muy exacta de las longitudes de las fibras para llegar a pulsos con alta potencia. El modulador externo fue utilizado para iniciar los pulsos.

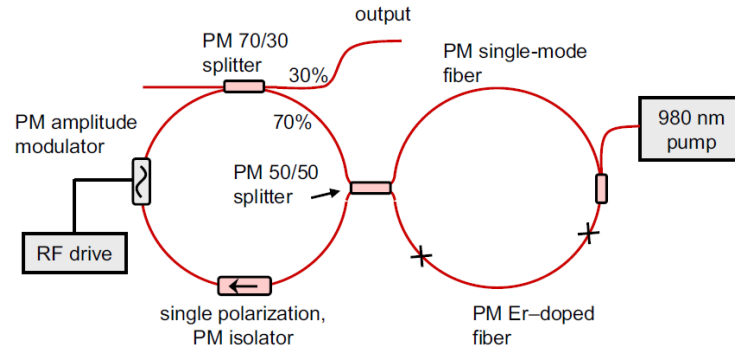


Fig. 1.12. Laser de figura 8 con PM fibras.

## Referencias.

1. N. J. Doran and D. Wood, "Nonlinear optical loop mirror," *Opt. Lett.* 13, 56-58 (1988).
2. M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter, *Opt. Lett.* 15, 752 (1990).
3. O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, J. T. Camas-Anzueto, and F. Gutiérrez-Zainos, "Easily tunable nonlinear optical loop mirror based on polarization asymmetry." *Optics Express*, v. 12, #16, pp. 3878-3887 (2004).
4. N. Duling III, "All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror," *Opt. Lett.* 16, 539-541 (1991).
5. V. J. Matsas, T. P. Newson, D. J. Richardson and D. N. Payne, "Selfstarting passively mode- locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarization rotation," *Electronics Letters*, v.28, "15, pp. 1391 – 1393 (1992).
6. K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, and L. E. Nelson, "77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser," *Optics Letters*, v.18, #13, pp. 1080 – 1082 (1993).
7. J. W. Nicholson and M. Andrejco "A polarization maintaining, dispersion managed, femtosecond figure-eight fiber laser," *Optics Express*, v.14, #18, pp. 8160 – 8167 (2006).

## Capítulo 2

### Simulación de un láser de amarre de modos.

El objetivo de este capítulo es explicar el funcionamiento de la simulación del láser de amarre de modos, iniciando con la descripción de cada uno de los elementos de la cavidad y terminando con el método empleado para la propagación del pulso dentro de la fibra. En un láser la polarización tiene papel importante por lo que es necesario revisar las ecuaciones y las consideraciones para esta esto se realiza en la tercera parte del capítulo.

La cavidad que consideramos consiste en un punto inicial “A” donde se introduce un pulso inicial con una potencia pico y FWHM arbitrario en una fibra dopada con erbio (EDF) después pasa por un filtro, seguido de un acoplador, posteriormente una fibra de dispersión desplazada, después una placa retardadora  $\lambda/2$ , seguido de un polarizador lineal, y finalmente una placa  $\lambda/4$ ; este recorrido es una vuelta o ciclo y posteriormente vuelve a ingresar a la EDF.

### Elementos del Laser mode-locked

Para la simulación del láser consideraremos un arreglo como se muestra en la Fig. 2.1 que consta de una fibra dopada con Erblio que funcionara como EDFA, un acoplador, un filtro espectral, una fibra estándar o fibra pasiva, una placa retardadora  $\lambda/2$ , un polarizador/aislador y finalmente una placa retardadora  $\lambda/4$ . El sistema formado por las dos placas retardadoras y el polarizador ayudaran a controlar la polarización facilitando el amarre de modos, la EDF servirá como nuestro medio de amplificación saturable. Cada uno de estos elementos se describirán detalladamente más adelante, así como la manera en que se modelan en Matlab.

En el experimento el pulsos se desarrolló de ruido generado en la fibra dopada con Er y en muchas casos se aparece el problema de “self-strating” cuando para iniciar el generación de los pulsos es necesario aplicar algún impacto sobre la cavidad de láser. Este problema está afuera de las metas de la tesis. Por eso en la simulación para iniciar el proceso se introduce un pulso arbitrario en el punto “A” que posteriormente entra en cada uno de los elementos antes mencionados, a la salida de cada uno de los elementos se monitorean distintos parámetros considerando que se tiene un pulso único a la salida de cada uno de ellos. Los parámetros monitoreados son: posición del pico en la ventana temporal, relación potencia máxima de entrada sobre potencia máxima inicial, potencia promedio del pulso, FWHM temporal y espectral, elipticidad de la polarización, inclinación del elipse de polarización y finalmente la relación potencia promedio de salida sobre potencia promedio de entrada. Además de esto se guardan los perfiles de pulso tanto en la parte temporal como espectral.

A continuación enunciamos y describimos cada uno de los elementos de la cavidad.

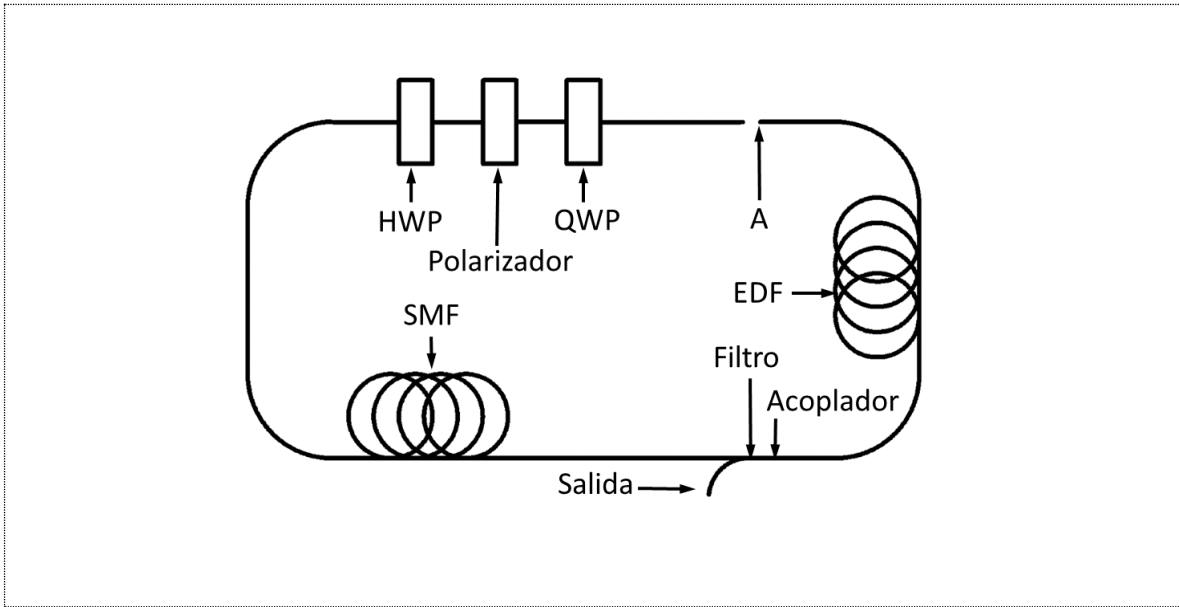


Fig. 2.1 Diagrama de la cavidad.

**Generación del pulso inicial (Punto “A”).**

En la simulación se define un pulso inicial con características arbitrarias. En el programa se utiliza la forma de pulsos Gaussiana con potencias máximo  $P_0$ , el FWHM y la elipticidad diferentes. Para funcionamiento del programa se necesitan definir: el ancho de ventana, el número de puntos de muestreo en la ventana temporal y el número de viajes del pulso dentro de la cavidad, el intervalo en el que se guardaran los datos del pulso.

En la entrada el pulso se considera gaussiano, que se guarda en la variable *waveform* y este pulso gaussiano tiene el FWHM definido. El pulso inicial tiene polarización elíptica y consideramos que el eje grande de la elipse coincide con el eje “x” del sistema de coordenadas. La proporción correspondiente a cada una de las componentes del pulso en función de la elipticidad se calcula con Ec. 2.1:

$P_x = \frac{P_0 (1 + \text{ellipticity})^2}{2 (1 + \text{ellipticity}^2)}$	(Ec. 2.1)
$P_y = 1 - P_x$	

Por lo que haciendo uso de la Ec. 2.1 y del perfil, las componentes de campo quedara como:

$E_{inx} = \sqrt{P_x}(\text{waveform})$	(Ec. 2.2)
$E_{iny} = \sqrt{P_y}(\text{waveform})$	

La elipticidad del pulso inicial se escoge de tal forma para que coincidiera con la elipticidad del pulso que sale posteriormente de la placa  $\lambda/4$ .

### Propagación del pulso por la fibra pasiva, método Split Step Fourier.

El modelado de las fibras se realiza empleando las ecuaciones no lineal Schrödinger acopladas (NLSE) para polarización circular y el uso del método pseudoespectral Split Step Fourier [1]. Primero consideramos la aplicación del método para una sola ecuación sin tomar en cuenta los efectos de polarización y posteriormente ampliamos el método a dos ecuaciones acopladas.

Propagación del pulso en la fibra se puede describir con la Ec. 2.3.

$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A + \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = -i\left(\gamma A ^2A - T_R A \frac{\partial  A ^2}{\partial z}\right)$	(Ec. 2.3)
Con: $T = t - \beta_1 z$	

Donde  $\beta_2$  representa la dispersión de velocidades de grupo,  $\beta_3$  representa la dispersión del tercer orden, y  $\gamma$  es la no linealidad. A esta ecuación se le han suprimido términos de dispersión de altos órdenes. El efecto de auto desplazamiento de Raman (segundo término en la parte derecha) está escrita en la forma apta para pulsos de pico y subpicosegundos, son excluidos los efectos para pulsos muy cortos (fs). Este permite hacer cálculos más rápido y sin embargo sirve para nuestro propósito de modelar la propagación del pulso dentro de una fibra óptica.

Las soluciones analíticas a esta ecuación diferencial parcial de segundo orden son imposibles de obtener, por lo que una alternativa es hacer unos cálculos numéricos. Dentro de las opciones para hacer calculas tenemos métodos de diferencias finitas y métodos pseudoespectrales, siendo estos últimos los más rápidos. El método empleado es el método pseudoespectrales Split Step Fourier (SSFM).

Para explicar este método haremos uso de la notación de operadores, con lo que la ecuación anterior quedará de la siguiente forma:

$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A$	(Ec. 2.4)
--	-----------

Donde  $\hat{D}$  es el operador que incluye los términos de dispersión hasta tercer orden, ganancias en el caso de la EDFA y las perdidas propias de la fibra. El operador  $\hat{N}$  es el

operador que modela los efectos no lineales dentro de la fibra, como son auto-modulación de fase (SPM), El término que incluye  $T_R$  tiene su origen en la respuesta Raman retardada y es responsable de la self-frecuency shift (SFS) . Estos operadores toman la siguiente forma:

$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial}{\partial T^3}$	Ec. 2.5
$\hat{N} = i\gamma \left(  A ^2 - T_R \frac{\partial  A ^2}{\partial T} \right)$	

En general la dispersión, los efectos lineales y no lineales actúan al mismo tiempo a lo largo de la fibra. En el método SSF se hace una aproximación en la que se asume que actúan de forma independiente, dicho de otro modo, si el pulso se propaga de  $z$  a  $z + h$  se harán dos pasos donde  $\hat{D} = 0$  y otro donde  $\hat{N} = 0$ . Dando como resultado la siguiente aproximación:

$A(z + h, T) \approx \exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N}) A(z, t)$	(Ec. 2.6)
---	-----------

Es importante recordar que los operadores  $\hat{D}$  y  $\hat{N}$  no son conmutativos pero para este método se asume que lo son, basados en la formula Baker-Hausdorff se puede mostrar que al asumirlos conmutativos se agrega un error para el siguiente termino del orden de  $h^2/2$  . Esta formulación es conocida como el método Split-Step Fourier convencional.

Este existe una variante de la forma convencional que se conoce como el método Split-Step Fourier Simétrico. En el que en lugar de actuar ambos a lo largo de  $h$  Se considera que en un paso de tamaño  $h/2$  actúa  $\hat{D}$  después actúa  $\hat{N}$  sobre todo  $h$  y finalmente actúa  $\hat{D}$  sobre el siguiente medio paso para completar el recorrido. Haciendo conmutar nuevamente los operadores y reordenando la aproximación toma la forma que se muestra en la Ec. 2.7. La ventaja de la formulación simétrica sobre la convencional radica principalmente en que la magnitud de error se disminuye.

$A(z + h, T) \approx \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \exp\left(\int_z^{z+h} \hat{N} dz'\right) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) A(z, t)$	(Ec. 2.7)
---	-----------

Podemos comparar la diferencia entre ambas formulaciones en las ecuaciones 2.6 y 2.7. Finalmente es necesario remarcar que la integral de  $\hat{N}$  se puede aproximar con la regla del trapecio y que el termino  $\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)$  es más fácil calcularlo haciendo una transformada de

Fourier, ya que al estar en el espacio de frecuencias se elimina la necesidad de derivar y se cambia por un producto por la frecuencia. Lo anterior se puede expresar matemáticamente como:

$$\int_z^{z+h} \hat{N} dz' \approx \frac{h}{2} [\hat{N}(z) + \hat{N}(z+h)] \quad (\text{Ec. 2.8})$$

$$\exp(h\hat{D}) B(z, T) = F_T^{-1} \exp[h\hat{D}(i\omega)] F_T B(z, T) \quad (\text{Ec. 2.9})$$

La forma práctica de los operadores para calcular la propagación de los pulsos es:

$$\hat{D}(i\omega) = -\frac{\alpha}{2} - \frac{i\omega^2 \beta_2}{2} - \frac{i\omega^3 \beta_3}{6} \quad \text{Ec. 2.10}$$

$$\hat{N} = i\gamma \left[ |A|^2 - T_R \text{iff}t(i\omega \cdot \text{fft}(|A|^2)) \right]$$

En la última ecuación la derivada de la potencia por tiempo se calcula como:

$$\text{iff}t(i\omega \cdot \text{fft}(|A|^2))$$

Hasta el momento se ha explicado cómo funciona el método SSF pero para ello se ha considerado que el estado de polarización del pulso se conserva a lo largo de la fibra óptica. Lo cual no es posible en la realidad, y además la configuración de nuestro laser utiliza rotación de polarización no lineal para amarre de modos. Entonces consideración de efectos de polarización es indispensable para nuestro trabajo. Las consideraciones para introducir la polarización en la simulación se explican más adelante.

Si suponemos que los efectos no-lineales no afectan significativamente los modos de la fibra. El campo puede expresarse como:

$$E_j(\mathbf{r}, t) = F(x, y) A_j(z, t) \exp(i\beta_{0j}z) \quad (\text{Ec. 2.11})$$

Donde  $F(x, y)$  es la distribución espacial de un solo modo soportado por la fibra y  $A_j(z, t)$  es la variación de amplitud con  $j = x, y$ . Para variaciones suaves de  $A_x$  y  $A_y$  y efectos auto y cros modulación de fase se encuentra que se satisfacen las siguientes ecuaciones Schrödinger acoplados en base de componentes de polarización lineal:

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \beta_{1x} \frac{\partial A_x}{\partial zt} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_x \quad (\text{Ec. 2.12})$$

$= i\gamma \left(  A_x ^2 A + \frac{2}{3}  A_y ^2 \right) A_x + \frac{i\gamma}{3} A_x^* A_y^2 \exp(-2i\Delta\beta z)$	
$\frac{\partial A_y}{\partial z} + \beta_{1y} \frac{\partial A_y}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_y$ $= i\gamma \left(  A_y ^2 A + \frac{2}{3}  A_x ^2 \right) A_y + \frac{i\gamma}{3} A_y^* A_x^2 \exp(-2i\Delta\beta z)$	(Ec. 2.13)

Dónde:  $\Delta\beta = \beta_{1x} - \beta_{1y}$  es diferencia de los velocidades de grupo para componentes “x” y “y” del campo.

El ultimo termino de las ecuaciones 2.12 y 2.13 resulta al acoplamiento coherente entre las dos componentes de polarización y conduce a la generación de four-wave mixing (FWM). En el caso de fibras altamente birrefringentes este término tiende a desaparecer pero en nuestro caso  $\beta_{1x} \approx \beta_{1y} = \beta_1$  por lo que el término puede ser incluido y simplificado además es conveniente reescribir las ecuaciones usando polarización circular.

Si definimos  $A_+$  y  $A_-$  de la siguiente forma:

$A_+ = \frac{\bar{A}_x + i\bar{A}_y}{\sqrt{2}}$ $A_- = \frac{\bar{A}_x - i\bar{A}_y}{\sqrt{2}}$	(Ec. 2.14)
---	------------

Donde  $\bar{A}_x = A_x \exp\left(\frac{2i\Delta\beta z}{2}\right)$  y  $\bar{A}_y = A_y \exp\left(-\frac{2i\Delta\beta z}{2}\right)$  y  $A_+$  y  $A_-$  representan polarización circular Con esto las ecuaciones 2.12 y 2.13 se simplifican y quedaran como:

$\frac{\partial A_+}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_+}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_+}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_+$ $= \frac{i}{2} (\Delta\beta) A_- + \frac{2i\gamma}{3} ( A_+ ^2 + 2 A_- ^2) A_+$	(Ec. 2.15)
$\frac{\partial A_-}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_-}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_-}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_-$ $= \frac{i}{2} (\Delta\beta) A_+ + \frac{2i\gamma}{3} ( A_- ^2 + 2 A_+ ^2) A_-$	(Ec. 2.16)

El termino con  $\Delta\beta$  causa el intercambio de energía entre componentes  $A_+$  y  $A_-$  que significa cambio de la elipticidad de polarización. Uno de las nuestros propuestas a futuro es utilizar las fibras torcidas para eliminar birrefringencia lineal. Para este caso se puede tomar  $\Delta\beta =$



0 y eliminar el término  $\frac{i}{2}(\Delta\beta)A$ . En dominio de frecuencias el operador para efectos no lineales se puede construir de la misma forma como en Ec. 2.10.

Mientras los efectos de SPM y XPM es más cómodo considerar en base de polarizaciones circulares, el efecto Raman es más cómodo considerar en base de polarizaciones lineales. Para efecto Raman hay que tomar en cuenta que este efecto depende de polarización y el coeficiente de amplificación Raman para componentes con polarización ortogonal es 0.3 de coeficiente de amplificación para componentes con polarización paralela [2]. Sí que nosotros consideramos el efecto Raman en siguiente forma:

$$\hat{N}_{R,x} = i\gamma \left( -T_R \frac{\partial |A_x|^2}{\partial T} - 0.3 \cdot T_R \frac{\partial |A_y|^2}{\partial T} \right)$$

Ec. 2.17

$$\hat{N}_{R,y} = i\gamma \left( -T_R \frac{\partial |A_y|^2}{\partial T} - 0.3 \cdot T_R \frac{\partial |A_x|^2}{\partial T} \right)$$

Donde  $\hat{N}_{R,y}$  y  $\hat{N}_{R,x}$  son los partes responsables para efecto Raman de los operadores no lineales. El programa final primero aplicamos los operadores responsables a los efectos de SPM y XPM en base de polarización lineal, después pasamos a base de polarización lineal y después aplicamos los operadores del efecto Raman. En la programa la razón entre amplificaciones para componentes ortogonales y paralela se denota como “gbyg”

### Propagación pulsos en la fibra dopada con Er.

La propagación del pulso por las fibras dopadas se describe con Ec. 2.4 la misma cual se utiliza para la fibra pasiva. En el caso de la EDF y la fibra pasiva la diferencia radica en los valores de los parámetros de dispersión y ganancia. La expresión que describe la dispersión del pulso en la fibra se presenta en la Ec 2.16 donde  $\alpha$  representa las pérdidas de la fibra,  $g$  es la ganancia de la fibra, obviamente es cero en el caso de la fibra pasiva;  $\beta_2$  y  $\beta_3$  son los valores de dispersión para segundo y tercer orden.

$\hat{D} = -\frac{\alpha - g}{2} A - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3}$	(Ec. 2.16)
--	------------

El valor de  $g$  varia de forma inversa al crecimiento de la potencia promedio de acuerdo con la siguiente Ec. 2.5, como se puede ver en la expresión esta tiene la forma de una saturación donde  $g_0$  es la ganancia para señales pequeñas,  $P_{av}$  es la potencia promedio de la señal y  $P_{sat}$  es la potencia de saturación de la EDF.

$g = \frac{g_0}{1 + \frac{P_{av}}{P_{sat}}}$	(Ec. 2.17)
--	------------

La ganancia de la fibra depende de longitud de onda. Para tomar en cuenta la dependencia de longitud de onda hay que pasar a dominio de frecuencias y Ec. 2.17 será:

$g(f) = \frac{g_0}{1 + \frac{P_{av}}{P_{sat}}} \exp\left[-\frac{(f - f_0)^2}{\Delta f^2}\right]$	Ec. 2.18
--	----------

Los efectos no lineales en fibra dopada se toman en la misma forma como para fibra SMF.

Sumando todo anterior la propagación de pulso en fibra se calcula de forma siguiente.

Primero se calcula transformada de Fourier de campo en la entrada  $E(f)$ . La transformada de Fourier se multiplica a propagador

$\exp\left(\frac{h}{2} \hat{D}(f)\right)$	(Ec. 2.19)
---	------------

Para nuestro caso los propagadores para componentes con polarización circular derecha e izquierda escritos en Matlab son:

$T_{pmas}(:,1) = \exp\left(-i(L_1/L_1 * f * dzh) - (L_2/L_2 * f.^2 * dzh) - (L_3/L_3 * f.^3 * dzh) - (\alpha - g * \exp(-(f/df\_Er).^2))/2 * dzh\right);$	(Ec. 2.20)
$T_{pmen}(:,1) = \exp\left(i(L_1/L_1 * f * dzh) - (L_2/L_2 * f.^2 * dzh) - (L_3/L_3 * f.^3 * dzh) - (\alpha - g * \exp(-(f/df\_Er).^2))/2 * dzh\right);$	

Donde  $L_1 = \frac{T_0}{\beta_1} 10^3$  es la longitud de dispersión de primera orden medida en metros,  $\beta_1$  es

dispersión de primera orden,  $T_0$  es longitud de pulso;  $L_2 = \frac{(T_0)^2}{\beta_2} 10^3$  es longitud de

dispersión de segundo orden;  $L_3 = \frac{(T_0)^3}{\beta_3} 10^3$  es longitud de dispersión de tercer orden,

$dzh = h/2$  es la mitad de paso para utilizar la forma simétrica de método de Fourier Split Step. En este punto tenemos la transformada de Fourier de pulso en la distancia  $h/2$ . Después hay que tomar transformada de Fourier inversa para obtener el pulso en dominio del tiempo. Según Ec. 2.7 en este punto aplicamos los efectos no lineales multiplicando

componentes circulares de pulso a los factores  $\exp(Npmas)$  o  $\exp(Npmen)$ . Los operadores utilizados en nuestro programa son:

$Npmas=2/3*\gamma*(abs(Emas).^2 + 2*abs(Emen).^2);$	(Ec. 2.21)
$Npmen=2/3*\gamma*(abs(UEmen).^2 + 2*abs(Emas).^2);$	

Para efecto Raman los operadores son:

$$\hat{N}_{R,x} = i\gamma \left[ -T_R \text{ifft} \left( i\omega \cdot \text{fft} \left( |A_x|^2 + 0.3|A_y|^2 \right) \right) \right]$$

Ec. 2.22

$$\hat{N}_{R,y} = i\gamma \left[ -T_R \text{ifft} \left( i\omega \cdot \text{fft} \left( |A_y|^2 + 0.3|A_x|^2 \right) \right) \right]$$

Ahora hay que hacer segunda mitad del paso utilizando propagadores Ec. 2.20. Después hay que repetir pasos hasta llegar al fin de la fibra.

Para simular el amplificador de fibra dopada con Erblio (EDFA) consideramos los valores mostrados en la Tabla 2.1.

$\gamma=2e-3 \text{ (m}^*\text{W)}^{-1}$	$\beta_1=1e-10 \text{ ps/km}$	$\alpha=0$
$\tau_R=3e-3 \text{ ps}$	$\beta_2=15 \text{ ps}^2/\text{km}$	$g_0=3.5 \text{ m}^{-1}$
$g_{byg}=0.3$	$\beta_3=0.85e-10 \text{ ps}^3/\text{km}$	$P_{sat}=20e-3 \text{ mW}$

Tabla 2.1. Los valores utilizados en los cálculos para la fibra dopada.

En nuestro caso particular tomamos valores  $\beta_1$  y  $\beta_3$  muy pequeñas para despreciar los efectos de dispersión de primer y tercer orden sin embargo consideramos estos términos en el programa para uso en futuro. El valor del coeficiente no lineal estimamos de diámetro de núcleo de la fibra dopada. Para la dispersión del segundo orden utilizamos las medidas hechas en BUAP. El tiempo de la respuesta de Raman  $\tau_R$  tomamos igual a 0.3 ps según [1]. Además se considera que la fibra tiene un ancho de ganancia de 30nm y en cada vuelta se agrega un ruido aleatorio con magnitud 5E-8W/nm con ancho de banda de 40nm.

Para simular propagación del pulso en la fibra pasiva utilizamos los valores mostrados en Tabla 2.2.

$\gamma=1.625e-3 \text{ (m}^*\text{W)}^{-1}$	$\beta_1=1e-10 \text{ ps/km}$	$\alpha=0$
$\tau_R=3e-3 \text{ ps}$	$\beta_2=-25 \text{ ps}^2/\text{km}$	$g_0=0$
$g_{byg}=0.3$	$\beta_3=0.85e-10 \text{ ps}^3/\text{km}$	

Tabla 2.2. Los valores utilizados en los cálculos para la fibra pasiva.

Estos valores son comúnmente usados para fibra estándar, por ejemplo SMF-28.

### Acoplador y filtro

Cuando el pulso pasa por el acoplador la magnitud de los campos se reduce a un 10% dentro de la fibra ya que el resto sale de la cavidad. Como el método implica cambiar constantemente del espacio de tiempo al de frecuencias el cálculo del campo a la salida de este elemento se calcula multiplicando el campo por una constante en el espacio adecuado. La expresión para el cálculo del campo en el programa se muestra en Ec. 2.8.

$E_{outx} = \text{ifft}(\text{fft}(E_{inx}) \cdot \text{filter}) \cdot \text{sqrt}(0.1);$	(Ec. 2.23)
$E_{outy} = \text{ifft}(\text{fft}(E_{iny}) \cdot \text{filter}) \cdot \text{sqrt}(0.1);$	

Como se puede ver en la Ec. 2.23 también aparece el filtro, este es un filtro espectral con ancho de banda de 10nm y se define como se muestra en Ec. 2.24. Al salir de este punto se guardan los mismos valores que el inciso a para hacer el seguimiento del pulso.

$df\_filter = \text{bandwidth\_filter} \cdot 2 \cdot \pi \cdot T_0 \cdot 3e5 / \lambda^2;$	(Ec. 2.24)
$\text{filter}(:,1) = \exp(-(f/df\_filter).^2);$	

El ancho de banda del filtro  $df\_filter$  está definida para convertir ancho de banda medida en nm a ancho de banda medida en frecuencias en unidades de la programa.

### Placa retardadora $\lambda/2$

A la entrada de la placa los datos conocidos son los valores del campo y el ángulo entre ejes de la placa y eje de la polarizador que lo definimos como ángulo  $\theta$ . Como sabemos la placa  $\lambda/2$  produce la rotación del elipse de polarización a un ángulo doble del ángulo  $\theta$ . En base de polarización circular el ángulo de inclinación de la elipse de polarización se define como:

$$\text{inclinacion} = \frac{\text{phase}(E+) - \text{phase}(E-)}{2} \quad \text{Ec. 2.25}$$

Por lo que el campo a la salida de la placa  $\lambda/2$  queda expresada en la Ec. 2.26

$E_{outmas} = E_{inmas} \cdot \exp(2i\theta)$	(Ec. 2.26)
$E_{outmen} = E_{inmen} \cdot \exp(-2i\theta)$	

Donde  $\theta$  es el ángulo de inclinación la placa. Como en todos los elementos se guardan los valores de seguimiento.

### Polarizador lineal

La placa polarizadora se encuentra con eje principal alineado con el eje “x” del sistema y solo permite el paso del componente “x” del campo en base de polarizaciones lineales. Para pasar de base de polarizaciones circulares a base de polarizaciones lineales se puede utilizar la transformación siguiente:

$$E_x = \frac{E_+ + iE_-}{\sqrt{2}} \quad E_y = \frac{E_+ - iE_-}{\sqrt{2}} \quad \text{Ec. 2.27}$$

Entonces en salida del polarizador los componentes lineales del campo serán:

$E_{outx} = \frac{E_{inmas} + i E_{inmen}}{\sqrt{2}}$	(Ec. 2.28)
$E_{outy} = 0$	

La función del polarizador se complementa con la placa  $\lambda/2$  ya que ambos controlaran la transmisión del sistema y permitirá modificar los valores de transmisión en el sistema con solo rotar la placa  $\lambda/2$ . En la simulación el ángulo  $\theta$  será igual a  $22.5^\circ$  en todo caso donde no se indique lo contrario. A la salida se calculan todos los parámetros de seguimiento.

### Placa retardadora $\lambda/4$

Esta placa recibe polarización lineal, pero en el láser es necesario tener una polarización distinta a esta, por lo que esta placa soluciona el problema cambiando el estado de polarización. El ángulo de esta placa lo definimos como  $\theta$  y en todo caso será igual a  $22.5^\circ$ . Girar esta placa modifica ligeramente el comportamiento del láser por lo que es recomendable fijarla.

La matriz de la placa  $\lambda/4$  en bases de polarizaciones lineales y con ejes de la placa orientados por ejes de la sistema de coordenados es

$$\begin{bmatrix} \exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right) \end{bmatrix} \quad \text{Ec. 2.29}$$

Para aplicar la matriz primero tenemos que rotar el sistema coordenado relacionado con el polarizador a un sistema de coordenadas relacionada con placa  $\lambda/4$  utilizando la matriz de rotación:

$$\begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \quad \text{Ec. 2.30}$$

Juntando las matrices 2.29 y 2.30 la transformación que realiza la placa a nuestro campo se expresa en la Ec. 2.31.

$E_x = E_{x1} * \cos(\mathbf{teta}) * \exp\left(i * \frac{\pi}{4}\right)$ $E_y = E_{x1} * \sin(\mathbf{teta}) * \exp(-i * \pi/4)$	Ec. 2.31
---	----------

Donde  $E_{x1}$  es campo en la salida de polarizador dado por Ec. 2.28

### Salida

Después de hacer todo el recorrido por el circuito el pulso volverá a ingresar y con esto tendremos la cavidad para el láser. El número de vueltas dentro de la cavidad se controla mediante un “for” en el programa y los parámetros que nos permitirán conocer el estado del pulso dentro del circuito serán la potencia promedio  $P_{av}$ , su FWHM (Full-Width Half-Maximum) y FWHMS (Full-Width Half-Maximum espectral), su potencia máxima ( $P_{out\_max}$ ), la posición de esta ( $pos_{max}$ ), la elipticidad (ellipticity), la inclinación (inclination) y por último la ganancia del sistema. Estos parámetros se guardan a la salida de cada uno de los elementos del circuito y con ellos se hará un análisis del compartiendo del pulso en el capítulo siguiente. Para todo el programa se considera tamaño de paso  $dz=1/8$  m.

Notamos que este capítulo muestra los puntos principales de la programa y para facilitar entendimiento los notaciones de las variables en este capítulo no siempre coinciden con los notaciones de la programa final. También la programa contiene múltiples transformaciones entre la base de polarizaciones lineales y base de polarizaciones circulares. La programa final esta presentada en el anexo.

### Bibliografía

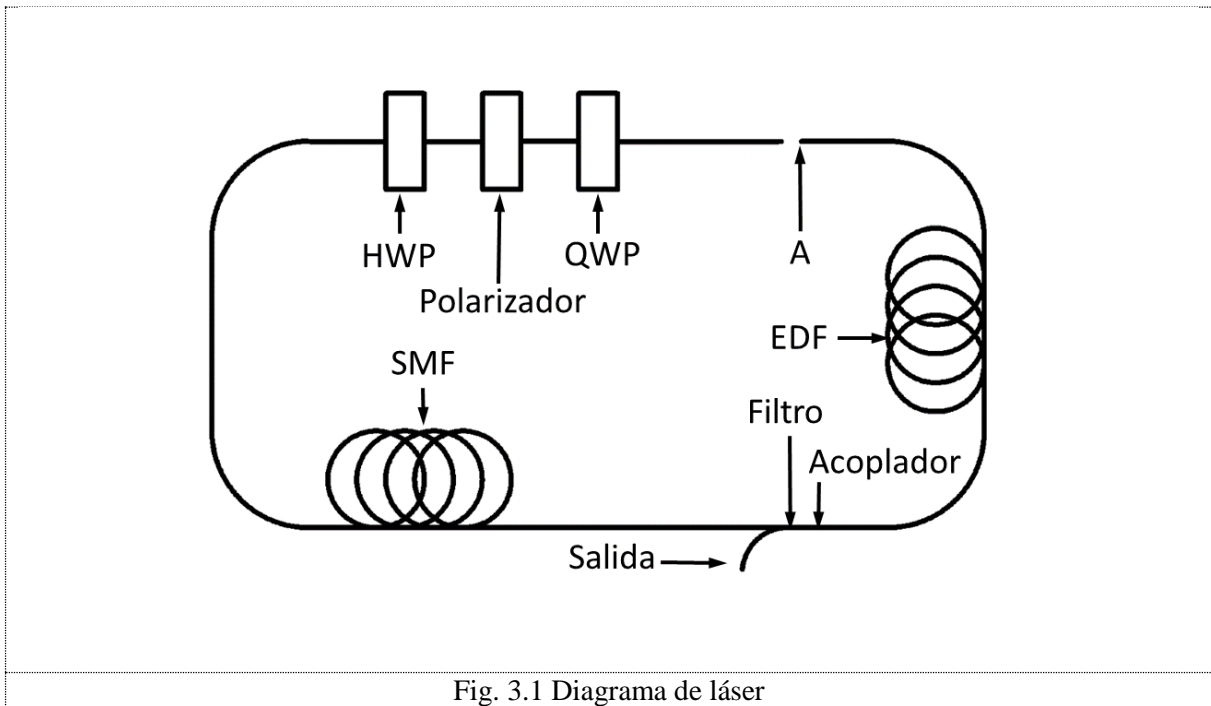
1. G.P.Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Third Edition.
2. Idan Mandelbaum Maxim Bolshtyansky Tony F. Heinz Angela R. Hight Walker, “Method for measuring the Raman gain tensor in optical fibers” JOSA B, v.23, #4, pp. 621- 627 (2006).

# Capítulo 3

## Un ejemplo de la evolución de pulsos cortos en un LÁSER.

En este capítulo se muestra la evolución de un pulso en la cavidad de laser desde un pulso inicial Gaussiano hasta alcanzar su estabilidad, haciendo un seguimiento de los cambios en sus características y como cada uno de los elementos las modifican. Para iniciar el proceso se introducen pulsos con longitud medida como Full Width at Half Maximum (FWHM) de 1ps, 4ps, 12ps, 20ps y 28ps y potencia pico de 10mW.

Para la simulación del láser consideraremos un arreglo como se muestra en la Fig. 3.1. La cavidad incluye una fibra dopada con Erbio, un filtro espectral con ancho de banda de 10 nm, un acoplador 90/10 en el cual el puerto de 90% se usa como salida del láser, una fibra con dispersión anómala, un retardador  $\lambda/2$ , un polarizador/aislador, y un retardador  $\lambda/4$ . En la simulación el punto inicial y final es el punto “A” en el diagrama. En este punto se introduce el pulso inicial y se monitorea a la salida de cada uno de los elementos mostrados en la figura Fig. 3.1.



Las características de la fibra dopada con Erbio **EDF** (Erbium Doped Fiber) y la fibra pasiva (Single Mode Fiber **SMF**) se pueden ver en la **Tabla 1**. Los valores de  $\beta_1$ ,  $\beta_3$  se consideran casi cero y  $\alpha$  se considera cero. La EDF tiene un ancho espectral de amplificación de 30nm. En este caso particular se consideran las placas Half-Wave Plate

**HWP** y Quarter-Wave Plate **QWP** con ángulos iguales a  $22.5^\circ$ , la placa polarizadora se encuentra alineada con uno de los ejes.

Fibra	Longitud	$g_0$	$P_{sat}$	$\gamma$	$\beta_2$	$\tau_R$	gbyg
EDF	1m	$3.5 \frac{1}{m}$	20mW	$2 \frac{1}{Wkm}$	$15 \frac{ps^2}{km}$	$3 \times 10^{-3}/T0$	0.3
SMF	10m	0	-	$1.625 \frac{1}{Wkm}$	$-25 \frac{ps^2}{km}$	$3 \times 10^{-3}/T0$	0.3

**Tabla 1. Características de fibras**

En el caso de la EDF la ganancia de la fibra se modela usando la ecuación 3.1. Donde  $g_0$  es la ganancia de una señal pequeña,  $P_{av}$  es la potencia promedio y  $P_{sat}$  es la potencia de saturación. Por la forma de la expresión, la ganancia en la EDF disminuirá a medida que aumenta la potencia promedio dentro de la misma.

$g = \frac{g_0}{1 + \frac{P_{av}}{P_{sat}}}$	Ec. 3.1
--	---------

El desarrollo de potencia pico con incremento de número de vueltas en la cavidad se muestra en la Fig. 3.2. Se ve que la potencia se estabiliza después de aproximadamente 200 vueltas y llega hasta 47.66 W en el punto “A” independiente del ancho de pulso inicial.

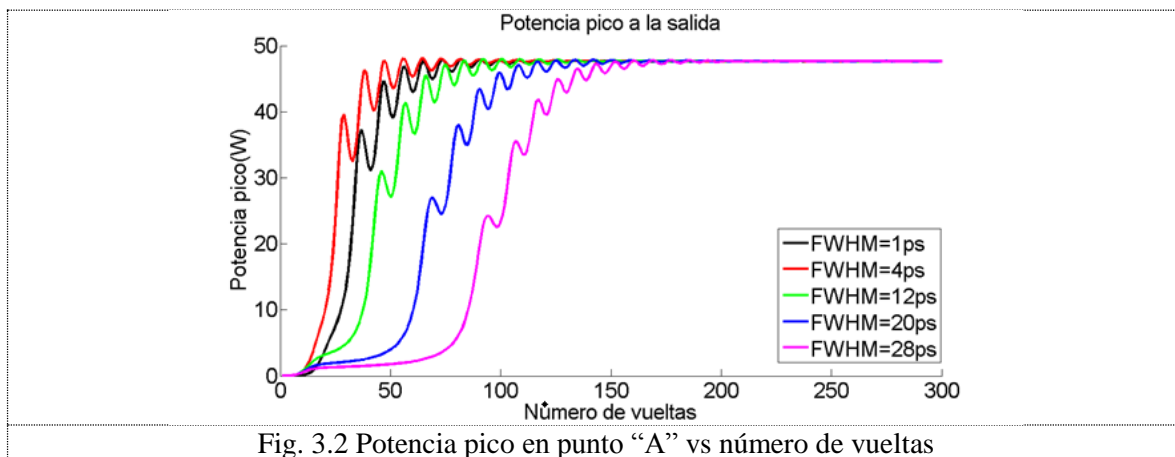


Fig. 3.2 Potencia pico en punto “A” vs número de vueltas



La longitud de pulso también se estabiliza con el mismo valor de 0.78ps en el punto “A” independiente de longitud de pulso inicial, ver la Fig. 3.3

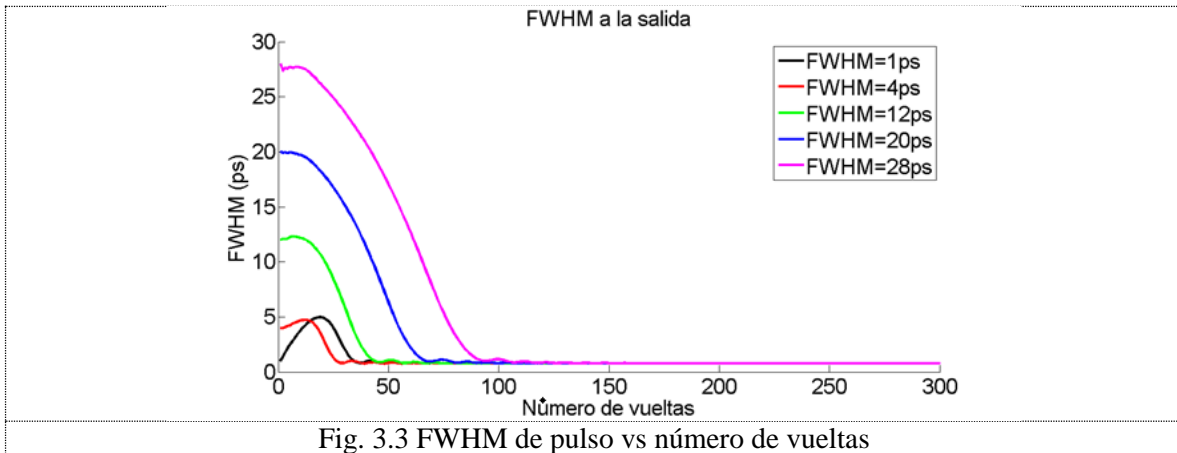


Fig. 3.3 FWHM de pulso vs número de vueltas

Como se puede ver de las Fig. 3.2 y Fig. 3.3 el comportamiento que tienen los pulsos desde que entran al laser hasta alcanzar su estabilidad se puede dividir en varias zonas distintas. Las zonas se pueden distinguir bien si se considerara el incremento de potencia por una vuelta en la cavidad. El incremento de la potencia promedio se muestra en la Fig. 3.4.

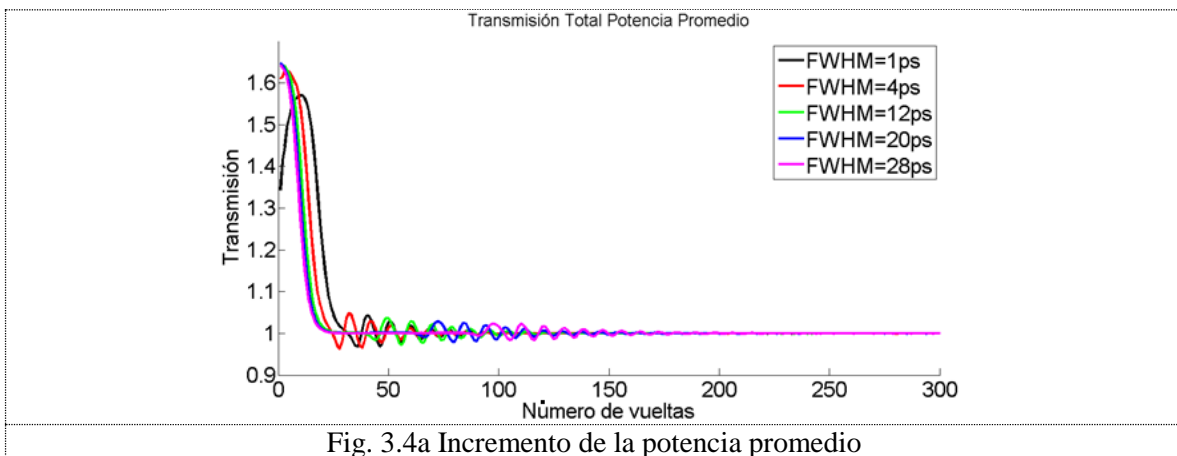


Fig. 3.4a Incremento de la potencia promedio

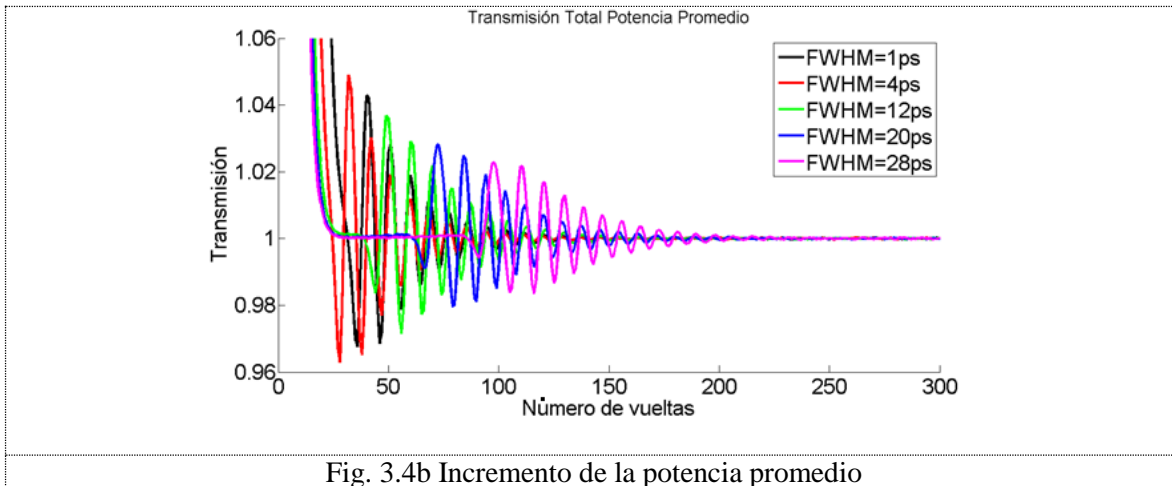


Fig. 3.4b Incremento de la potencia promedio

En caso de pulsos iniciales con longitud de 20 ps y 28 ps se puede ver 4 zonas.

- Primera zona (amplificación): En esta zona el incremento es alto y disminuye rápidamente, esta zona termina cuando el incremento es cercano a uno y se vuelve prácticamente constante.
- Segunda zona (Meseta): En esta el incremento se mantiene cerca de uno y a lo largo de aproximadamente 30 vueltas no se aleja más de 0.2%. Al terminar esta zona el incremento comienza a oscilar. En pulsos cortos la segunda zona es casi imperceptible como en el caso de FWHM inicial de 1ps.
- Tercera zona (Oscilaciones): En esta la transmisión comienza a oscilar y la amplitud de las oscilaciones disminuye hasta prácticamente desaparecer.
- Cuarta zona (Convergencia): Cuando las oscilaciones desaparecen los pulsos llegan a sus parámetros estables.

En la Fig. 3.4a se puede observar que la longitud de cada una de las zonas depende de la longitud inicial del pulso, para pulsos largos las zonas son extensas y tardan más en estabilizarse al contrario que los pulsos cortos, en la Fig. 3.4b se muestra un acercamiento para apreciar mejor la variación en el incremento cuando el incremento es cercano a uno.

Las zonas se pueden entender tomando en cuenta el balance entre amplificación de EDF y pérdidas en la cavidad. Los pulsos son estables cuando las pérdidas en la cavidad son iguales a la amplificación. Si la amplificación es mayor que las pérdidas la potencia promedio crece y con la potencia promedio es más alta la amplificación está disminuyendo según Ec. 3.1. Al final del proceso la potencia promedio llega a nivel necesario para tener equilibrio entre amplificación y pérdidas. La dependencia de la potencia promedio en función del número de vueltas se muestra en la Fig. 3. 5.

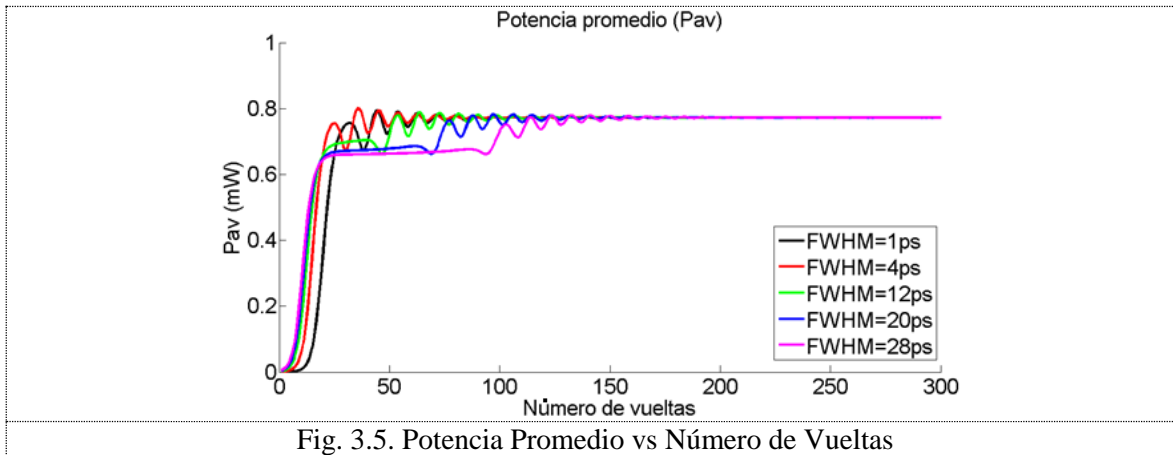


Fig. 3.5. Potencia Promedio vs Número de Vueltas

La primera zona se inicia con potencia promedio mucho menor de la potencia de saturación que se define en 20 mW y la amplificación de EDF se puede estimar como  $\exp(3.5 \cdot 1) = 33$ , que más que las pérdidas en cavidad que en esta zona es de 0.0500 en esta zona el filtro aún no tiene un efecto significativo. La Potencia promedio comienza a crecer en forma exponencial con el número de vueltas y a medida que el pulso crece se comprime. Cuando la potencia promedio llega a nivel de aproximadamente de 0.6 mW amplificación de EDF baja a nivel aproximadamente a 19.65 y las pérdidas en la cavidad a aproximadamente 0.0509 y el incremento de potencia promedio por una vuelta se acerca a 1. Observamos en la Fig. 3.2 que para el fin de la zona 1 la potencia pico del pulso creció a un valor aproximadamente igual a valor de crecimiento de potencia promedio. Esta potencia pico todavía no es suficiente alta para producir efectos no lineales en las fibras.

En la segunda zona la potencia promedio es casi constante sin embargo esta crece rápido debido a la compresión de los pulsos. La compresión de los pulsos también se muestra en la Fig. 3.3. En esa figura se puede observar que al final de la segunda zona la longitud de los pulsos llega casi a su longitud final. La longitud de esta zona depende de la longitud de pulso inicial por que para pulsos más largos se requieren distancias mayores para comprimirlos y para pulsos muy cortos la segunda zona no existe porque la longitud de la primera zona es suficiente larga para comprimir las pulsos.

En la tercera zona los pulsos son suficiente altos para producir rotación de la polarización no lineal lo que resulta en incremento de transmisión por el polarizador y decremento de las pérdidas en la cavidad. Con menores pérdidas la potencia promedio tiene que crecer para establecer nuevo equilibrio entre pérdidas y amplificación. En la tercera zona se observa una oscilación muy fuerte del ancho de banda espectral de los pulsos, como se muestra en la Fig. 3.6. Este proceso es complicado y resulta en un comportamiento oscilatorio de todos parámetros. Esto lo vamos a considerar en detalle abajo investigando la forma de los pulsos.

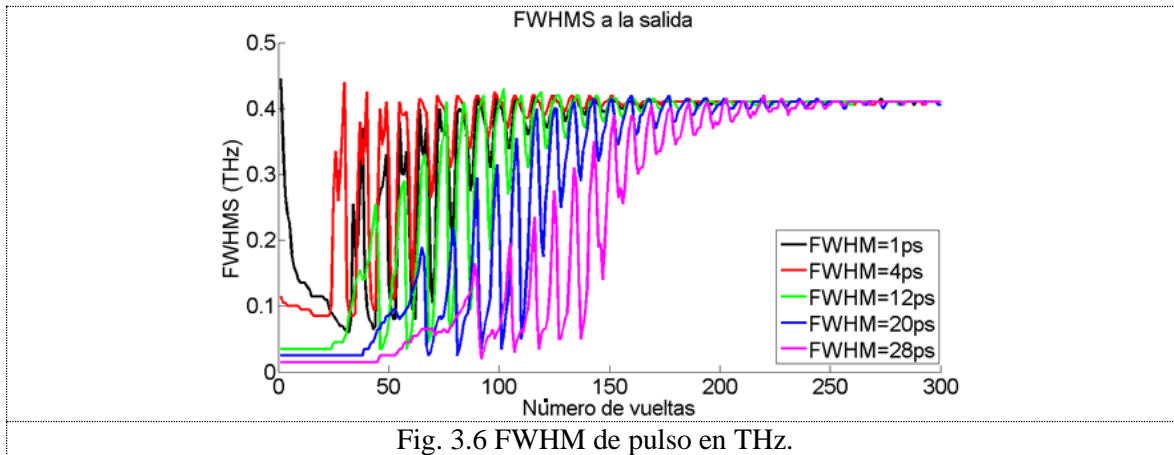


Fig. 3.6 FWHM de pulso en THz.

A final del proceso los pulsos llegan a sus parámetros estables y el incremento de la potencia promedio por una vuelta llega a ser uno. Finalmente a la salida se tienen pulsos con las mismas características independientemente de la longitud inicial del pulso. La Fig. 3.7 muestra los pulsos en el punto “A” para diferentes pulsos iniciales. Además en la figura se muestra la forma Gaussiana de pulsos y de un  $\text{sech}^2$  con la misma FWHM y amplitud. Se puede ver que la forma del pulso coincide con forma de soliton. El perfil espectral de los pulsos se muestra en la Fig. 3.8, en ella puede ver que el espectro de los pulsos es muy cercano al espectro de pulso con forma de  $\text{sech}^2$ , sin embargo se observa un muy pequeño incremento del ancho de banda que muestra que el pulso tiene un pequeño chirp.

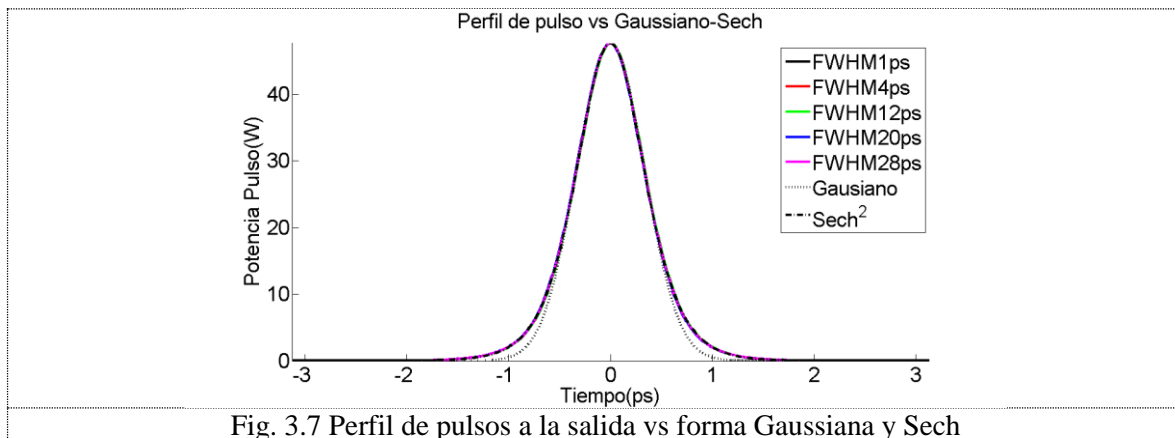
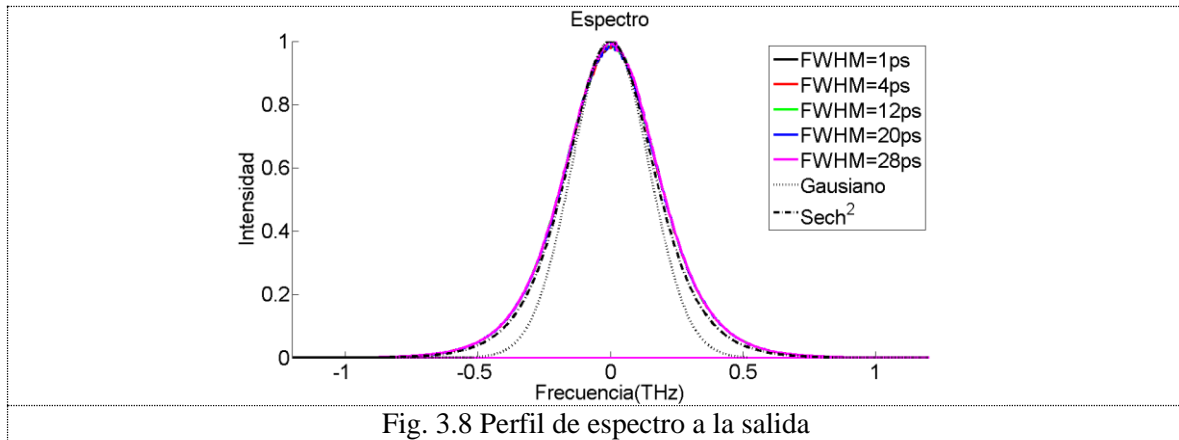


Fig. 3.7 Perfil de pulsos a la salida vs forma Gaussiana y Sech



Como se vio en los resultados anteriores el pulso final es el mismo independientemente del pulso inicial, sin embargo la duración de cada una de las zonas depende de la longitud inicial del pulso. Para entender con mayor detalle el efecto de cada uno de los elementos del láser sobre el pulso así como su evolución, hacemos el seguimiento tomando como referencia el pulso con FWHM inicial de 20ps y revisaremos su comportamiento. Se espera que los elementos que modifiquen la forma del pulso son: la EDF, el Filtro, la SMF y el Polarizador. El acoplador, HWP y QWP solo cambian la amplitud de pulso o su polarización dejando sin modificaciones su forma.

En la Fig. 3.9 se muestra la transmisión de la potencia pico para cada uno de los elementos que forman la cavidad. Los valores mayores de uno representan un aumento de la potencia pico debido a compresión o a amplificación por EDF y menores de uno representan disminución de la potencia pico debido a pérdidas por el polarizador o por el filtro y ensanchamiento. Los interesantes en este caso son las gráficas para SMF, filtro y polarizador. En las zonas 1 y 2 la potencia de pico cambia muy poco en la SMF. Esto muestra que compresión o ensanchamiento de los pulsos es poco significativo. Después aparece compresión de los pulsos la cual se mantiene incluyendo para zona 4 en estado estable. La compresión de los pulsos muestra que pulso en la entrada de la fibra tiene potencia mayor de potencia de soliton. La transmisión del polarizador depende de la elipticidad de la polarización y de ángulo de la elipse en la entrada. Se puede ver que desde la zona 3 la transmisión crece por que comienza la rotación no lineal de la elipse de polarización.

En la Fig. 3.10 se muestra la relación de longitud de pulso en la salida sobre longitud en la entrada para cada uno de los elementos. En esta figura podemos observar que el primer elemento que comienza a modificar el ancho del pulso es el polarizador, seguido por la SMF, posteriormente el filtro/acoplador y el ultimo en entrar es la EDF. Sin embargo en la zona 4 el mayor impacto sobre la formación del pulso lo tienen el filtro y la SMF. En cada vuelta por la cavidad la SMF está comprimiendo el pulso sin embargo el filtro devuelve la longitud de pulso a su estado inicial.

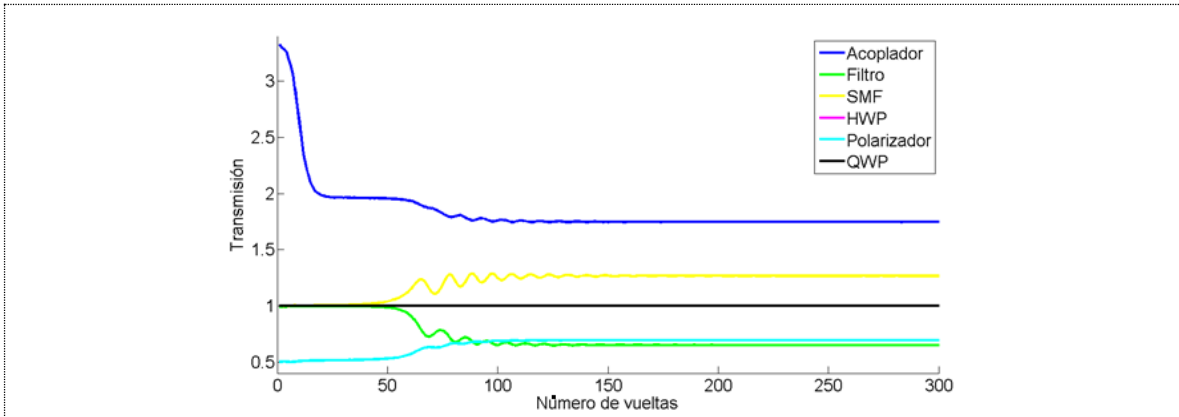


Fig. 3.9 Potencia pico relativa para cada uno de los elementos.

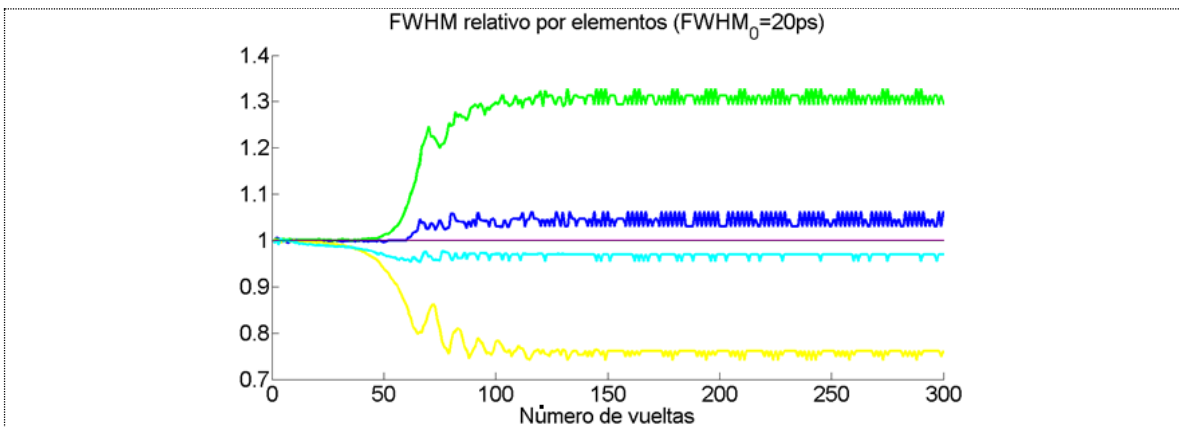


Fig. 3.10 FWHM relativa para cada uno de los elementos.

Como se modifica el pulso en cada uno de los elementos se analiza a continuación, haciendo un seguimiento por zonas y revisando los perfiles del pulso.

## Zona de amplificación.

En esta zona el pulso tiene una importante amplificación, y a medida que aumenta la potencia la velocidad de crecimiento disminuye. La longitud de pulso puede aumentar en el caso de los pulsos cortos (1ps y 4ps) o conservarse en caso de pulsos largos. Esto se puede ver en las Fig. 3.2 y Fig. 3.3.

Para observar como es este proceso de compresión y amplificación revisamos el pulso después de su primer y su vigésimo sexto ciclo dentro de la cavidad, usando el pulso inicial como referencia y uno en medio de esta zona para contrastar. En las siguientes figuras se muestran el pulso después de cada uno de los elementos: Primero se muestra el pulso en el punto “A”, seguido del acoplador saliendo de la EDF en color azul, posteriormente el Filtro en color verde, enseguida se muestra el pulso a la salida del SMF en magenta y finalmente el polarizador en cian; las placas HWP y QWP no se muestran porque el perfil del pulso es el mismo que del polarizador y por lo tanto esté es el pulso a la salida de la cavidad en el punto “A” y que nuevamente ingresará a esta.

En la Fig. 3.11a se muestran los pulsos en salidas de los elementos en la cavidad (Punto A). Se puede notar que los perfiles para: Acoplador y la SMF coinciden por lo que en este ciclo el pulso solo se está amplificando pasando de 10mW a 332.5mW por la EDF, disminuyendo a 33.25mW en el acoplador y finalmente a 16.7mW por el polarizador que solo permite el paso del 50.11%. Para comparar mejor las perfiles en la Fig. 11b se muestran los pulsos con amplitud normalizada. La escala logarítmica permitirá ver los detalles en las colas de los pulsos, Fig. 11c. No se ve la diferencia entre los perfiles en ninguna de las gráficas. Notamos que en la escala logarítmica el perfil del pulso es parabólico.

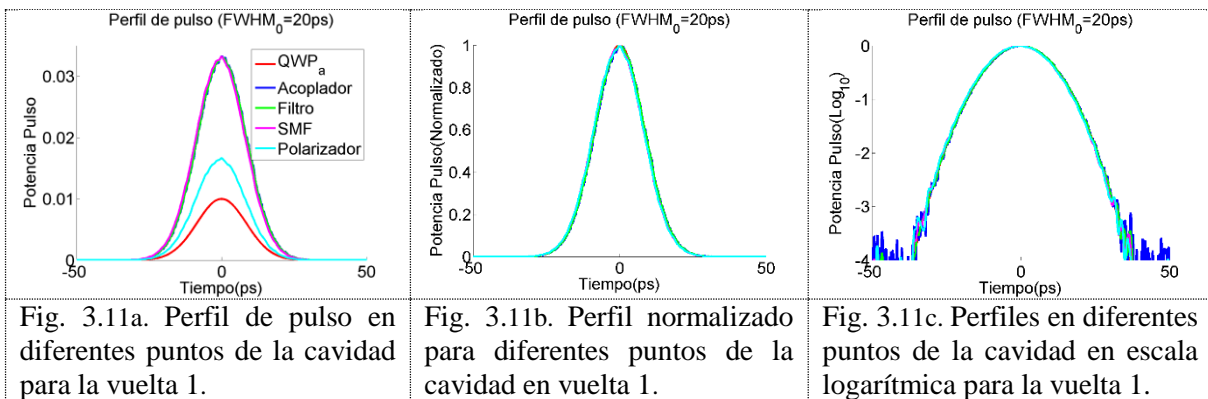


Fig. 12 muestra los perfiles normalizadas para el espectro. Cada una de estas figuras nos servirá de referencia para seguimiento de la evolución del pulso.

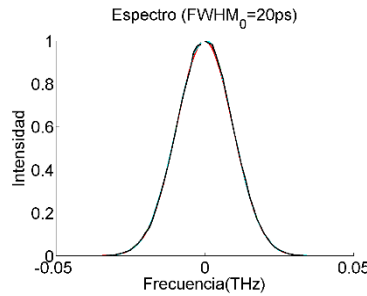
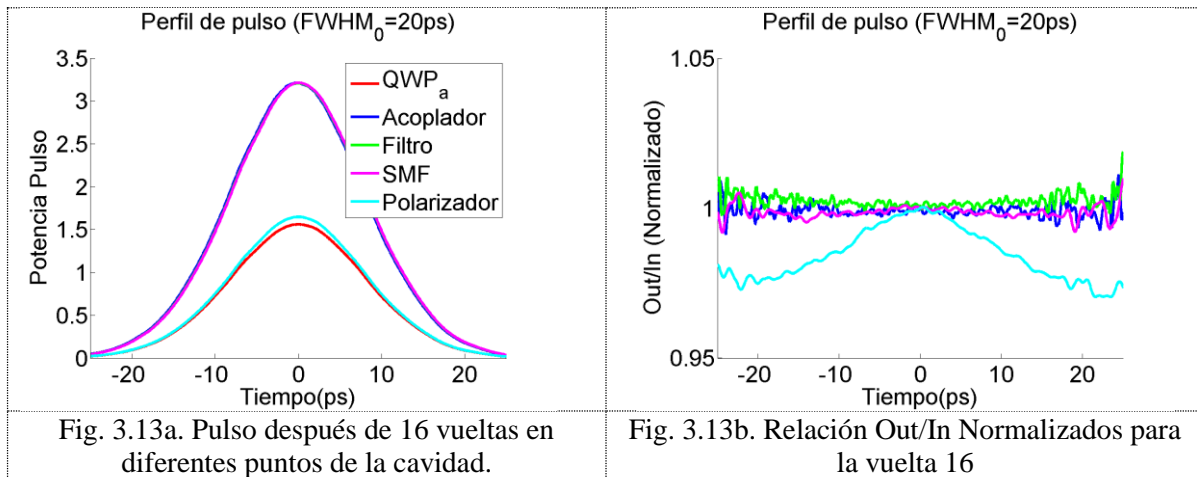


Fig. 3.12. Los espectros normalizados.

Para continuar con el seguimiento del pulso en esta zona de amplificación nos centramos en la vigésima sexta vuelta. Llegado a este punto se puede ver que después de 16 ciclos dentro de la cavidad las pérdidas de energía en el sistema se deben únicamente al acoplador y al polarizador, que la EDF entrega la ganancia del sistema, que el filtro aun no entra en juego porque el espectro es muy angosto. Sin embargo la potencia del pulso aumento a 100 veces y llega a un nivel donde aparece rotación no lineal de elipse de polarización que se refleja en la transmisión de pulso por polarizador. Fig. 3.13a muestra los pulsos en diferentes puntos de la cavidad. Los cambios significativos del perfil del pulso no se observa. Sin embargo en la Fig. 13b donde se muestra la transmisión normalizada de cada un elemento se puede ver que el polarizador tiene transmisión máxima en el centro del pulso, donde potencia es más grande. La trasmisión de las colas del pulso disminuye y favorece el decremento a la longitud del pulso. La trasmisión del polarizador se incrementó del 50.11% al 50.87%, la FWHM paso de 20ps a 18.92ps.



El ancho de banda espectral se mantuvo en 25GHz pero con un ensanchamiento en el pico consecuencia de la compresión, Fig. 14.



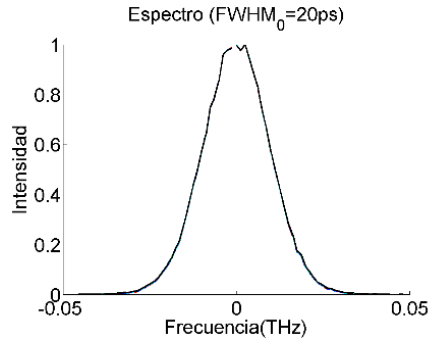
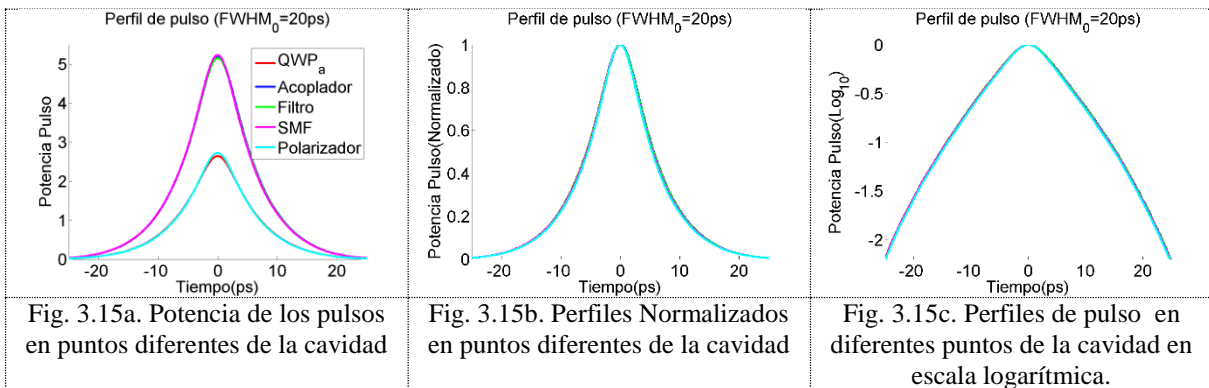


Fig. 3.14. El espectro del pulso.

### Zona de la meseta.

En esta zona el incremento de la potencia promedio por una vuelta es ligeramente mayor a 1 y se mantiene prácticamente constante.

Para conocer el comportamiento dentro de esta meseta observamos un punto intermedio en ella, en este caso la cuadragésima vuelta en la cavidad. Si seguimos el pulso en esta vuelta podremos ver que cada uno de los elementos comienza a producir cambios significativos después de pasar por ellos. En esta vuelta se puede apreciar una visible compresión del pulso así como la pérdida de la forma parabólica en el perfil logarítmico además de un claro ensanchamiento del espectro. Las Figs. 3.15a, 3.15b, y 3.15c muestran los pulsos, los perfiles de los pulsos normalizados, y los perfiles en escala logarítmica. Se puede ver que el perfil ahora no es Gaussiano sin embargo los perfiles en todos puntos de la cavidad son casi iguales.



Detalles importantes se puede observar en las dependencias de la transmisión de los elementos de la cavidad, Fig. 3.16. La transmisión del polarizador tiene la misma forma como en caso anterior con un máximo en el centro del pulso. Sin embargo este máximo es más pronunciado. Lo nuevo que aparece es un máximo de la transmisión en el centro del pulso para SMF. Este máximo muestra que comienza la compresión del pulso en SMF. El filtro también muestra un ligero incremento de la transmisión en las orillas del pulso, que

significa un ligero ensanchamiento del pulso. También se nota incremento del ancho de banda espectral, Fig. 3.17.

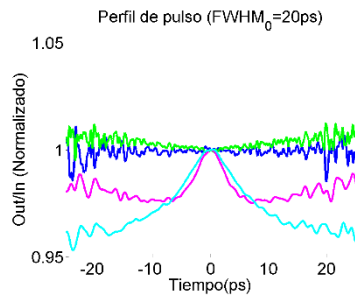


Fig. 3.16. Relación Out/In Normalizados.

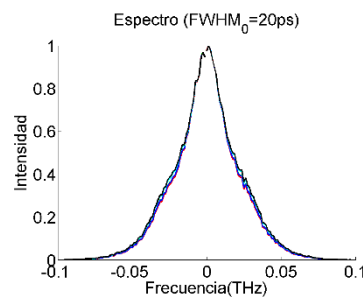


Fig. 3.14. El espectro del pulso.

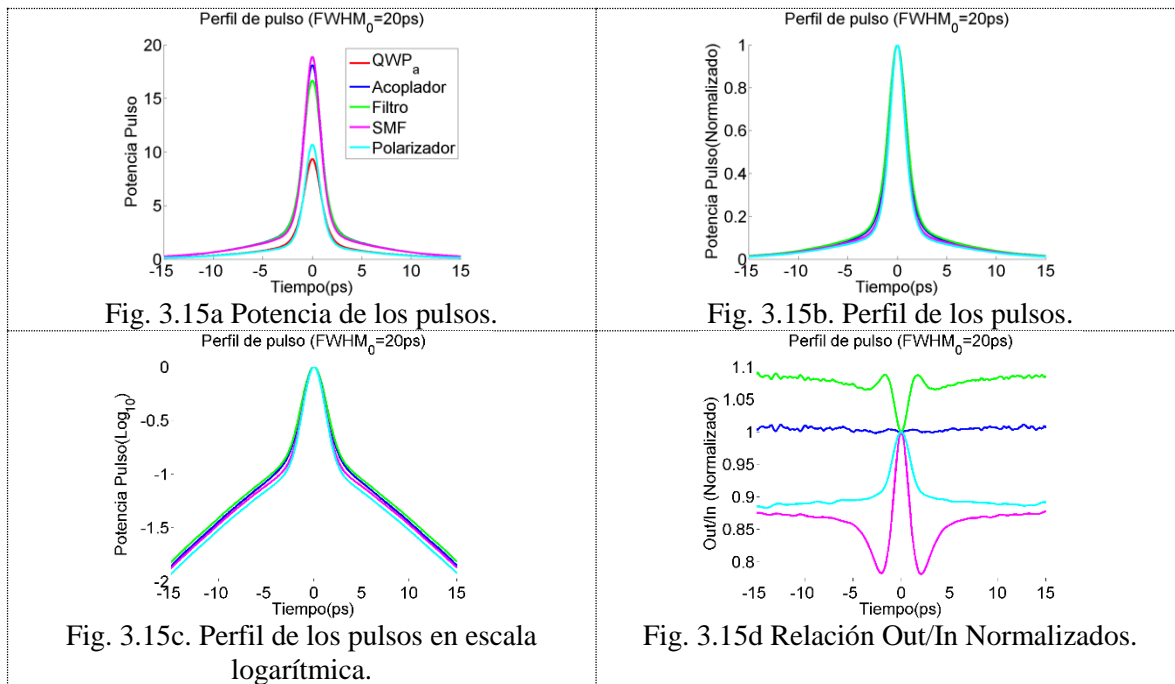
La compresión provocada por la SMF provoca que aumente amplitud del pulso y disminuya su longitud. El polarizador contribuye a la disminución de la longitud. En el caso de la SMF hay una transferencia de energía de las orillas hacia el centro y en el polarizador las pérdidas aumentan a medida que se aleja del pico.

En el caso del pulso con FWHM inicial de 20ps la zona de meseta se termina aproximadamente en el ciclo 60, donde el proceso de compresión para el pico casi se termina e inicia uno que se centra únicamente en las orillas. Cuando se llega a este punto el filtro se une los elementos que modifican el perfil del pulso junto con la SMF y el polarizador, en el caso de la EDF esta sigue amplificando sin repercutir en la forma del pulso. Como se puede ver en la Fig. 3.15a la diferencia en intensidad en cada uno de los elementos se hace más clara, las diferencias en la forma del pulso se pueden observar en los perfiles normalizados, Fig. 3.15b donde las diferencias más grandes están en las bases de los pulsos esto debido a la compresión. En la Fig. 15c se puede observar mejor la diferencia entre perfiles en cada uno de los puntos de la cavidad sin embargo la diferencia aun es pequeña.

La aportación de cada uno de los elementos a la formación del perfil del pulso se puede observar en la Fig.15d cual muestra la transmisión de los elementos. Se puede ver transmisión del filtro tiene mínimo en el centro del pulso y crece gradualmente hacia orillas y el resultado es ensanchamiento del pulso. El polarizador al contrario tiene mayor transmisión en el centro del pulso produciendo la compresión del pulso. La SMF presenta máximo de transmisión en centro del pulso y dos mínimos separados del centro aproximadamente a la mitad de FWHM. Esta forma de transmisión favorece a formación de los lóbulos en el perfil del pulso.

En general en cada una de las vueltas en esta zona el pulso se está comprimiendo con mayor velocidad en las orillas que en el centro del pulso, pero existe una compresión aún mayor en la base de los pulsos.

Durante el proceso de compresión el espectro se comienza a ensanchar y cambiar su perfil, como se puede ver en la Fig.16. Esta forma del espectro es típica para pulsos con chirp. Este proceso se repite y disminuye gradualmente hasta alcanzar la forma de una  $\text{sech}^2$  como veremos más adelante.



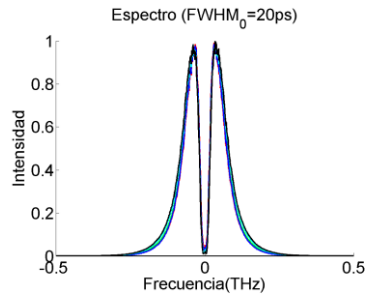


Fig. 3.16. Espectros de los pulsos

## Zona de oscilación

En esta zona la transmisión total del sistema presenta una oscilación que disminuye gradualmente, estas oscilaciones también se presentan en cada una de las características del pulso como la FWHM, la potencia pico y la potencia promedio. Para comprender este proceso de degradación en la oscilación haremos el seguimiento del pulso para los ciclos 68, 72 y 75 muestrean el primer periodo de estas oscilaciones.

Los resultados para la vuelta número 68 se muestran en la Fig. 3.17. En el caso de la vuelta número 68 las diferencias en intensidad en salida de cada uno de los elementos se hace claramente visible además el pulso se ha comprimido en el centro pero se han marcado pequeños lóbulos en la base del pulso, esto debido a la forma en que la SMF ha estado afectando al pulso (Fig. 3.15 d).

Como podemos ver en la Fig. 3.17c la forma en que afecta cada uno de los elementos al pulso se vuelve poco más complicada en comparación con la vuelta 60. En este caso la EDF comienza a modificar la forma del pulso ensanchado las zonas cercanas al pico central del pulso, comprimiendo la base del pulso y dejando las orillas con la misma forma. El filtro ensancha el pulso de forma similar a EDF pero en mayor magnitud, también comprime las zonas cercanas a la base del pulso pero ensancha las orillas de la ventana.

Como ya se había mencionado los elementos encargados de la compresión son la SMF y el polarizador, la magnitud de la compresión por la SMF contrarresta el ensanchamiento en las orillas de la ventana, pero en la región central del pulso es mayor que el ensanchamiento total del pulso por lo que en esta vuelta el pulso se comprime. El polarizador conserva el comportamiento que presento en la vuelta 60.

La presencia de los lóbulos se puede percibir con mayor facilidad en la Fig. 3.17c donde se puede observar que el pulso recupera su forma parabólica más la presencia de los lóbulos que aparecieron por la compresión. Si comparamos esta figura con su similar en la figura anterior podemos ver como las base del pulso bajaron y aparecieron los lóbulos.

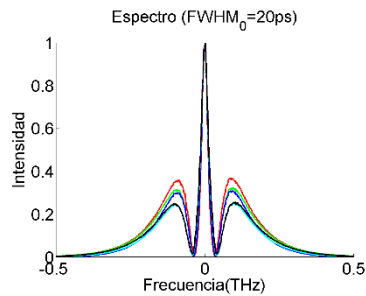
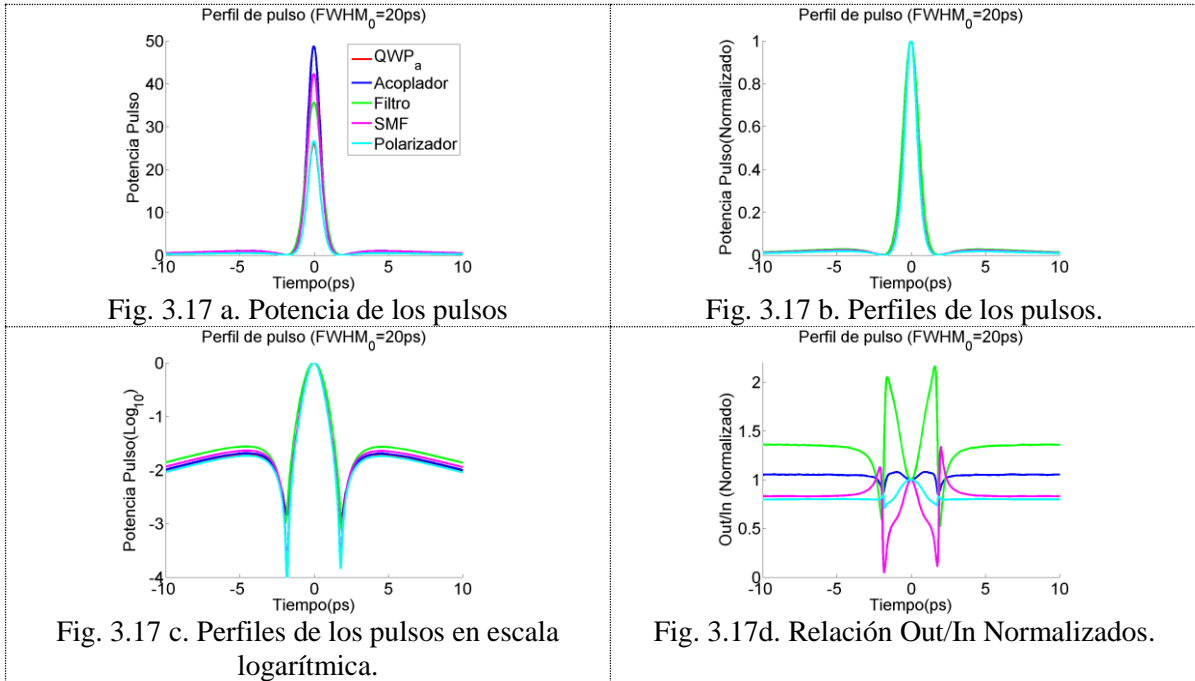


Fig. 3.18. Espectros en puntos diferentes de la cavidad.

Para el ciclo número 72 el pulso conserva el mismo perfil salvo un poco de compresión y una reducción en las orillas o lóbulos. La presencia de los lóbulos es poco visible en la Fig. 3.15a por lo que es esto se puede ver mejor en la Fig. 3.15d. donde se puede notar que el pulso conserva su forma parabólica y la base del pulso ha subido en intensidad pero los lóbulos se comienzan a atenuar.

Si prestamos atención al perfil del espectro podemos ver que los cambios en este son más drásticos, la parte central comienza a descender mostrando el comportamiento oscilatorio mencionado en la sección anterior. La forma en que el pulso es modificado por cada uno de los elementos es similar a la anterior pero los extremos se han suavizado debido a la reducción de los lóbulos.

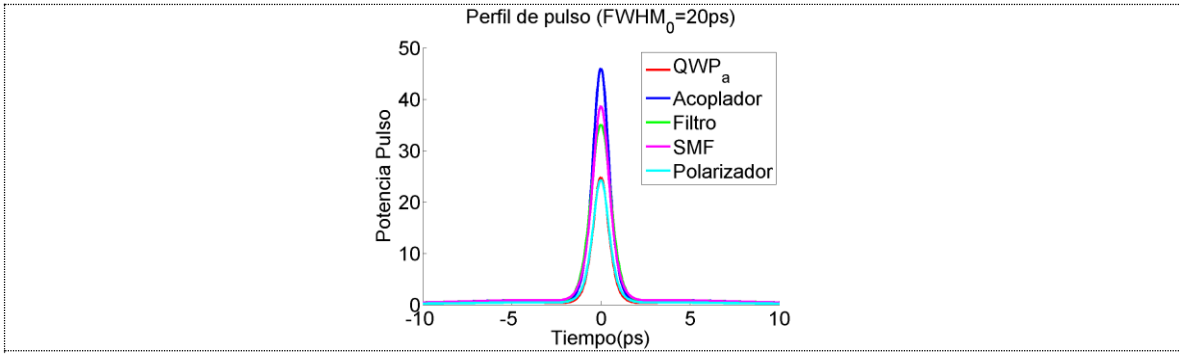


Fig. 3.15a. Perfiles de pulso para diferentes puntos de la cavidad en la vuelta 72

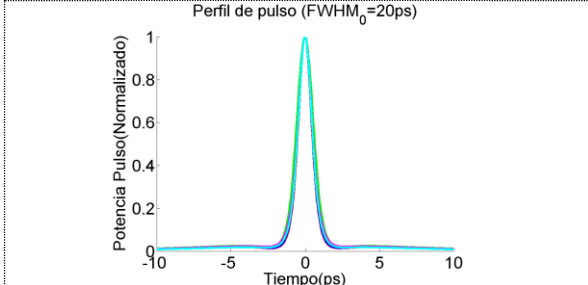


Fig. 3.15b. Perfiles normalizados para diferentes puntos de la cavidad en la vuelta 72

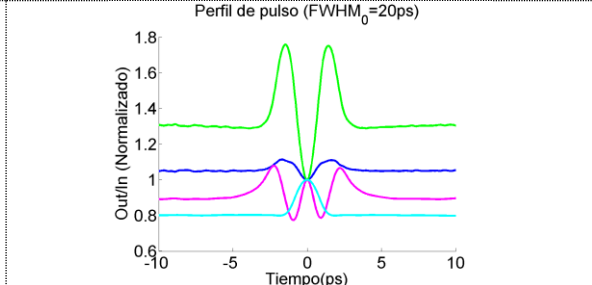


Fig. 3.15c. Relación Out/In Normalizados para la vuelta 72

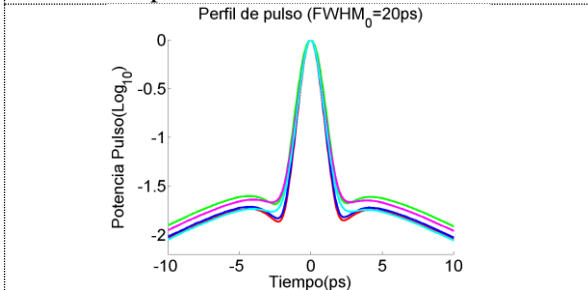


Fig. 3.15d. Perfiles en diferentes puntos de la cavidad en escala logarítmica para la vuelta 72

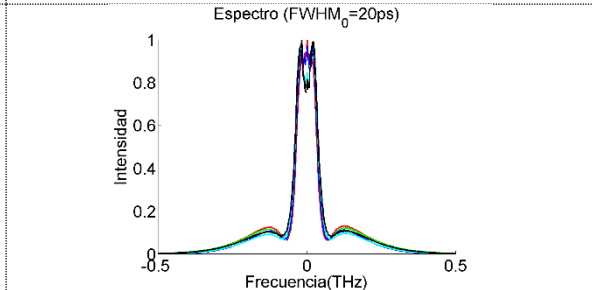


Fig. 3.15e. Perfil de espectro normalizados para diferentes puntos de la cavidad en la vuelta 72

Cuando se llega al ciclo número 75 el pulso ha terminado una oscilación y se tiene un perfil similar al mostrado en la vuelta número 60 donde los lóbulos no aparecen y se muestra una zona recta en su lugar, en el caso de los espectros se muestra un perfil con dos picos de forma similar a la vuelta número 60.

Este proceso de compresión que elimina gradualmente los lóbulos se repite varias veces hasta que estos se pierden en el ruido. La forma en que los elementos modifican al pulso se muestran en las figuras anteriores y estas varían ligeramente de acuerdo a la intensidad en cada zona.

Las oscilaciones se deben a que en el proceso de eliminación de los lóbulos las pérdidas del sistema varían. Cuando el pulso se comprime la transmisión aumenta en el pico, disminuye en la base del pulso y se mantiene constante en las orillas esto provoca que se formen los lóbulos, estos disminuyen gradualmente provocando que el pulso se y en este proceso de

ensanchamiento la transmisión disminuye y con eso la potencia pico y la potencia promedio. Este proceso se repite hasta que en la base de los pulsos ya no se puedan formar estos lóbulos.

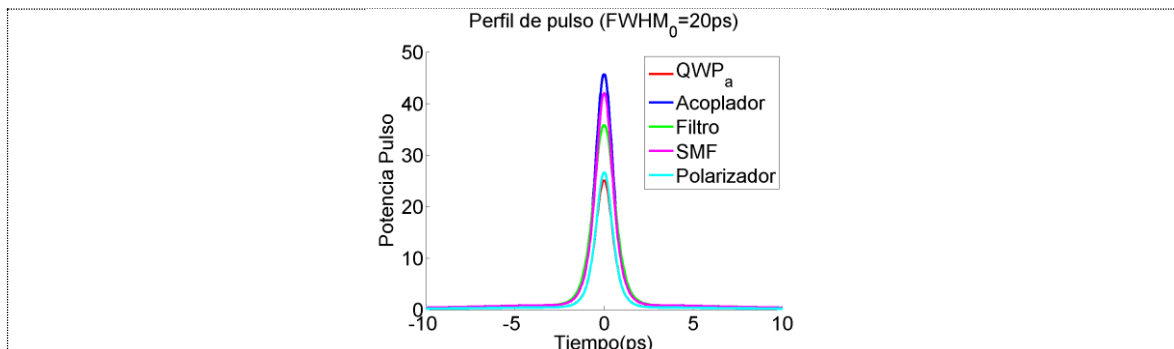


Fig. 3.16a Perfil de pulso en diferentes puntos de la cavidad para la vuelta 75

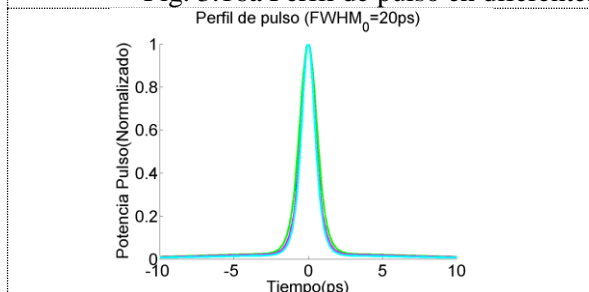


Fig. 3.16b Perfil normalizado para diferentes puntos de la cavidad en vuelta 75

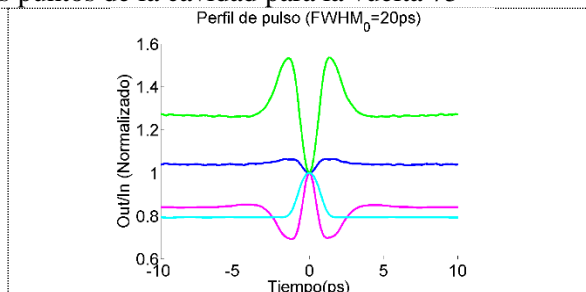


Fig. 3.16c Relación Out/In Normalizados para la vuelta 75

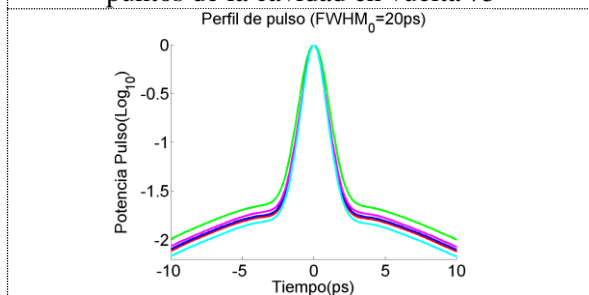


Fig. 3.16d. Perfiles en diferentes puntos de la cavidad en escala logarítmica para la vuelta 75

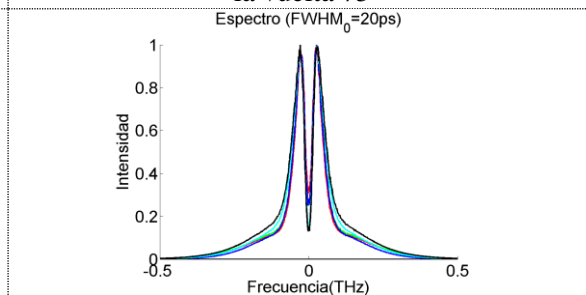


Fig. 3.16e. Perfil de espectro normalizados para diferentes puntos de la cavidad en la vuelta 75

## Zona de convergencia

Como se mostró en el las secciones anteriores el pulso sufre un proceso de amplificación y compresión aumentando su potencia pico y potencia promedio, después el pulso se sigue comprimiendo y aumentando su potencia pico pero conservando su potencia promedio, finalmente el en la base del pulso aparecen lóbulos que desaparecen gradualmente y en ese proceso las características de este oscilan disminuyendo gradualmente.

En el caso del pulso de 20ps a la entrada se alcanza la estabilidad alrededor de las 300 vueltas, a partir de este número el pulso varia de la misma forma por cada uno de los elementos donde el pulso se amplifica y ensancha ligeramente, el acoplador reduce la potencia al 10%, el filtro ensancha y agrega perdidas al sistema, posteriormente el pulso se comprime por el polarizador y transmite el 70% de la potencia de entrada. Después de todos estos procesos el pulso a la salida de la cavidad es idéntico al de entrada.

Este pulso a la salida tiene un FWHM de 0.79ps, en el espacio de frecuencias tiene un FWHM de 0.41THz, una potencia pico de 47.65W y estas características se repiten para cada uno de los pulsos con FWHM inicial que se probaron. El producto de las ventanas es de 0.32 que se encuentra 17% por debajo del esperado para un Mode-Locking ideal, esto a la salida del sistema pero en el caso de la salida en el acoplador se tiene un producto igual a 0.39 esto es un 12% por debajo del ideal y que es el que nos interesa porque es que será medido experimentalmente.

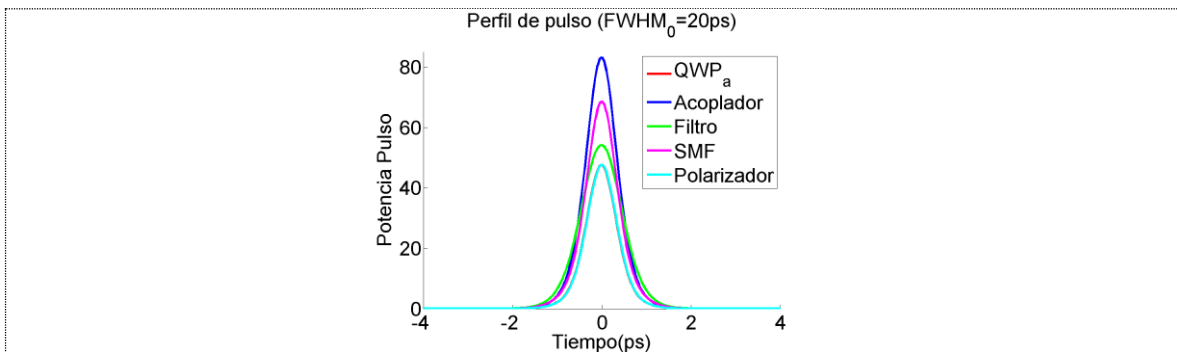


Fig. 3.17a Perfil de pulso en diferentes puntos de la cavidad para la vuelta 300

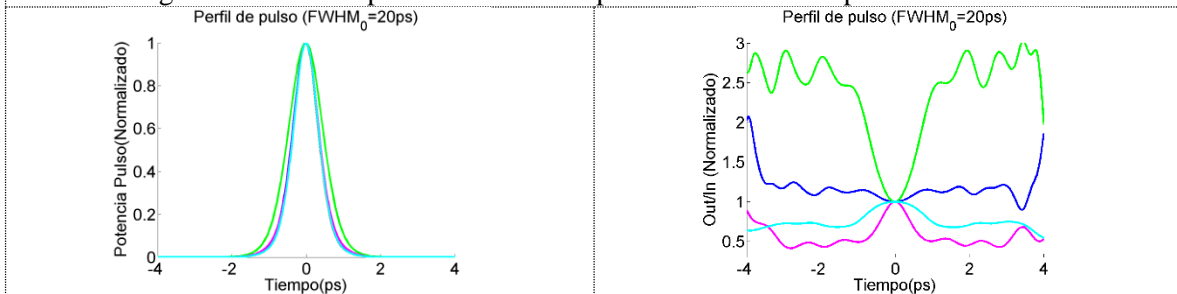
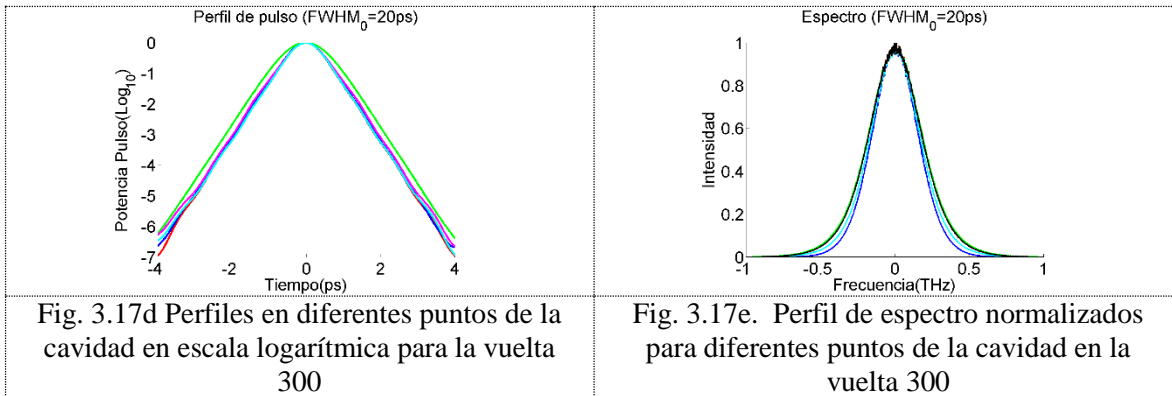


Fig. 3.17b Perfil normalizado para diferentes puntos de la cavidad en vuelta 300

Fig. 3.17c Relación Out/In Normalizados para la vuelta 300





En el caso de la Fig. 4.6 la evolución es poco más sencilla, sin embargo el análisis para comprender como afecta cada uno de los elementos al pulso es complicado, pero ayudará a comprender la evolución de pulsos más complejos. Con esta configuración de cavidad el pulso comienza una compresión hasta la formación de lóbulos donde uno de ellos comienza a crecer al contrario del otro. Después de 1,000 vueltas en la cavidad el pulso ya se ha estabilizado y esta configuración se mantiene por otras 1,000 sin cambios visibles.

# Capítulo 4

## Evolución de pulsos para diferentes ángulos de la placa HWP

En el capítulo anterior se mostró cómo evoluciona un pulso único a lo largo del sistema para ángulos fijos de los retardadores de media y de un cuarto de longitud de onda. En el este caso ambas placas HWP y QWP tienen un ángulo fijo de  $22.5^\circ$  respecto al eje de polarizador. Como sabemos la rotación de las placas va a cambiar el funcionamiento del láser.

La rotación de QWP cambiara la elipticidad de la polarización a la salida de este elemento, este cambio en la elipticidad de polarización afecta la propagación de los pulsos. Una de estas afectaciones será la velocidad de rotación de la polarización que va a disminuir. Con la disminución de la elipticidad será necesaria mayor potencia para rotar la polarización a un ángulo adecuado que incremente la trasmisión del pulso en el polarizador.

Por otro lado el incremento de la potencia del pulso va a requerir un incremento en la potencia promedio que permita la separación de los pulsos y que con ángulos de polarización muy pequeños se puede esperar que la EDF no sea capaz de desarrollar estas potencias y por lo tanto no habrá generación de múltiples pulsos.

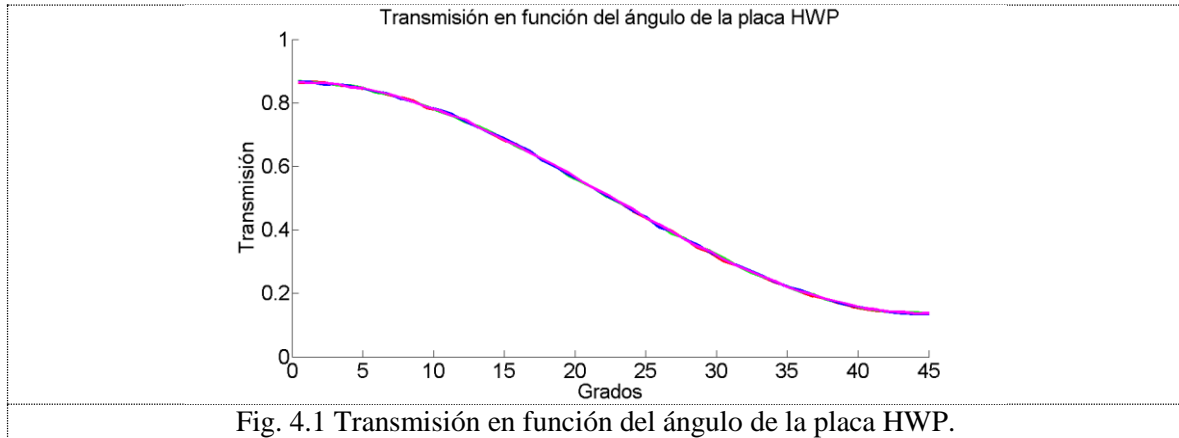
Por el contrario ángulos mayores de elipticidad tendrán velocidades de rotación de polarización más grandes y la potencia de pulso requerida para incrementar la trasmisión del polarizador es menor. En este caso se puede esperar que la EDF si logre desarrollar una potencia mayor que la requerida para generar un único pulso o múltiples pulsos dentro de la cavidad. Por último la elipticidad de polarización también cambia la trasmisión mínima y máxima del polarizador afectando con esto el desarrollo de los pulsos en la cavidad del láser, el ángulo de la placa QWP puede ser un parámetro más para ajustar las características del pulso a la salida, pero por el momento se fija para eliminar lo como parámetro en los cálculos.

En el caso del retardador HWP, este define el ángulo del eje mayor de la elipse de polarización y el eje del polarizador para bajas potencias en el inicio del proceso, si el ángulo es de  $0^\circ$  la trasmisión inicial es igual a la trasmisión máxima y con el incremento de la potencia va a disminuir y en este caso los pulsos no van a aparecer. Si incrementamos el ángulo, crece la potencia de los pulsos acercándose a la trasmisión máxima del polarizador. En el caso de la generación de solitones la generación de estos automáticamente viene acompañada de la disminución de la longitud de los pulsos, pero la generación de pulsos de alta potencia requiere una potencia promedio más alta. Finalmente con ángulos de  $45^\circ$  se puede esperar la desaparición de los pulsos.

En este capítulo investigamos el efecto de rotación de la placa HWP. La placa QWP será fijada con el ángulo utilizado en capítulo anterior igual a  $22.5^\circ$ .

La dependencia de la trasmisión inicial (de bajas potencias) para este caso se muestra en la Fig. 4.1. Para ángulo de  $0^\circ$  la trasmisión es de 0.866, que es la trasmisión máxima,

cuando eje mayor de elipse de polarización es paralelo a eje de polarizador. Para un ángulo de  $45^\circ$  la transmisión es de 0.135, esta es la transmisión mínima, cuando eje mayor de elipse de polarización es perpendicular a eje de polarizador.



Si consideramos el arreglo: Inicio, Acoplador, Filtro, SMF, HWP, polarizador que es el que siempre se ha trabajado exceptuando la EDF y la QWP, y variamos la potencia de entrada iniciando en 10mW y llegando hasta los 6KW se obtiene la Fig. 4.2. En ella se puede ver que el aumento de la potencia genera rotación no lineal de la polarización por lo que la transmisión del sistema varía en función de la inclinación de la placa y de la potencia de entrada. La rotación de la placa genera un desplazamiento y disminución en la amplitud de la oscilación. Como se puede ver en la figura la potencia pico de transmisión se alcanza con potencias superiores a 1.5KW. En la Fig. 4.2a se muestra el comportamiento para pulsos con FWHM inicial de 1ps y en la Fig. 4.2b se muestra este mismo comportamiento para pulsos con FWHM inicial de 20ps

Considerando nuestra cavidad de láser la potencia pico máxima a la salida de la EDF ronda los 600W, por lo que se mantiene con una potencia por debajo de la potencia necesaria para alcanzar el pico de transmisión debida a la rotación no lineal. En cualquiera de las configuraciones con distintos pulsos de entrada que llegan a estabilizarse y distintos ángulos de FWHM no se sobrepasa la transmisión de 0.78. La máxima transmisión alcanzada es de 0.84 y en un pulso que terminará rompiéndose. Por lo que no se alcanza la transmisión máxima, de 0.86 en el caso de pulsos largos y de 0.9 en el caso de pulsos cortos, para pulsos estables.

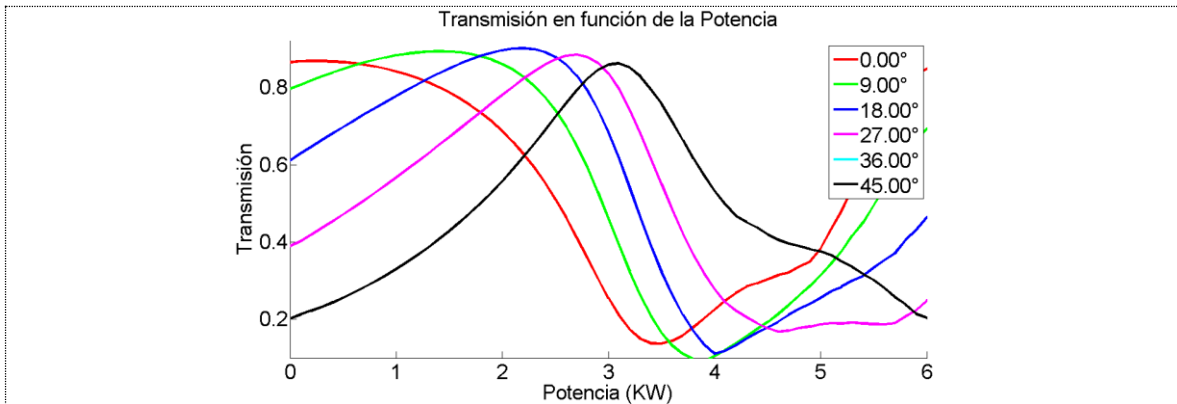


Fig. 4.2a Transmisión del sistema Acoplador, Filtro, SMF, HWP, polarizador en función de la potencia de entrada, para diferentes ángulos de HWP y  $FWHM_0$  de 1ps

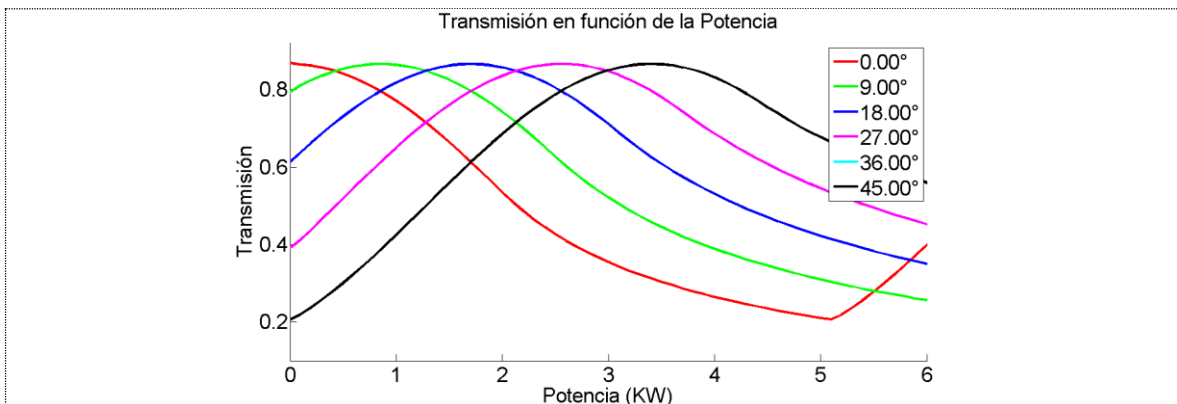


Fig. 4.2b Transmisión del sistema Acoplador, Filtro, SMF, HWP, polarizador en función de la potencia de entrada, para diferentes ángulos de HWP y  $FWHM_0$  de 20ps

Los cálculos mostraron que se puede separar los ángulos de la placa en cuatro zonas con diferente comportamiento del laser

- a) Transmisión alta: La energía del pulso crece rápidamente por lo que termina rompiéndose en varios que a su vez se dividen de forma repetitiva, aunque se llega a la potencia de saturación, la división en varios pulsos hace que la energía se distribuya en estos provocando que se pierdan en el ruido. Esta zona comprende de  $0^\circ$  a  $13.50^\circ$  aproximadamente y se tienen una transmisión de 0.866 a 0.717 del pulso salido de la EDF.
- b) Transmisión mediana alta - zona de múltiples pulsos: La energía del pulso crece rápidamente provocando que el pulso se separe en más de un pulso que llegara a estabilizarse, esta región es pequeña y necesita una mayor cantidad de vueltas para estabilizarse, en esta la región antes de estabilizarse y donde las ganancias son mayores que las pérdidas es más extensa que la vista en la generación un pulso único por lo que necesita un número mayor de vueltas para estabilizarse. Esta zona comprende de  $15.75^\circ$  a  $18^\circ$  aproximadamente se tienen una transmisión de 0.665 a 0.6122 del pulso salido de la EDF.

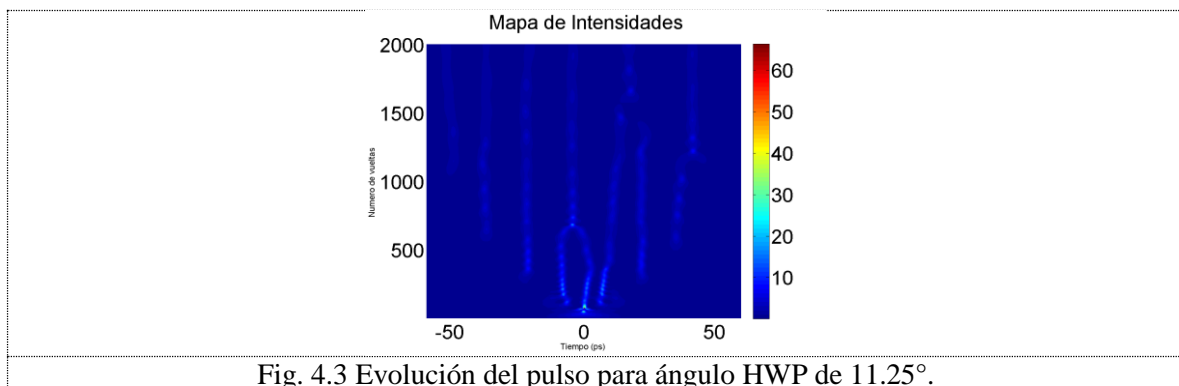
- c) Transmisión mediana baja - zona de pulsos únicos: Esta región es la vista en el capítulo anterior, donde se genera un pulso único y estable con diferentes características a la salida en función del ángulo de inclinación. Esta zona comprende de  $20.25^\circ$  a  $29.25^\circ$  aproximadamente se tienen una transmisión de 0.555 a 0.33 del pulso salido de la EDF.
- d) Transmisión baja: Cuando la transmisión es baja la ganancia en las primeras vueltas es baja por lo que las pérdidas son mayores y por lo tanto el pulso termina perdiéndose, en este caso no se llega a la potencia de saturación. Esta zona comprende de  $29.25^\circ$  a  $45^\circ$  aproximadamente y se tienen una transmisión de 0.33 a 0.135 del pulso salido de la EDF.

A continuación veremos cómo es la evolución del pulso con FWHM inicial de 20ps en cada una de las zonas.

## Transmisión alta

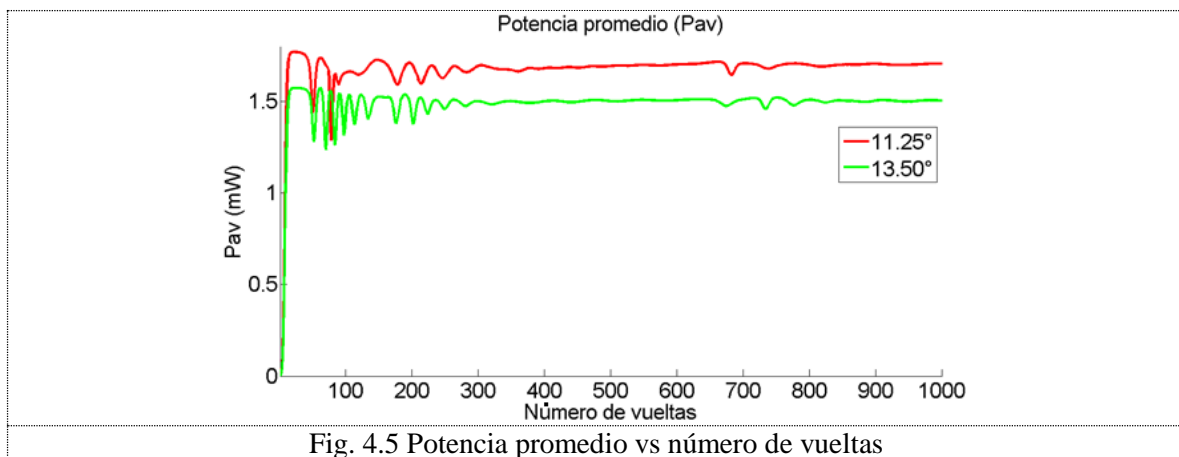
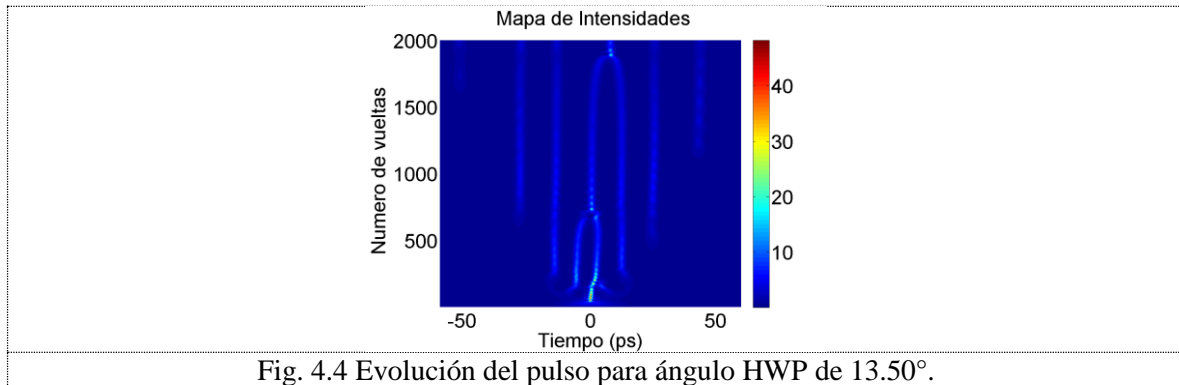
Si variamos la inclinación de la placa para ángulos menores de  $13.50^\circ$  se tiene una transmisión en el sistema que va de 0.866 a 0.717 del pulso salido de la EDF. Esta transmisión es muy alta por lo que el pulso será inestable y terminará rompiéndose. El pulso inicial se divide en otros pulsos más y a medida que se divide el pulso la energía se distribuye bajando la intensidad, esta división se repite hasta que los pulsos tienen una intensidad muy baja que hace que el pulso se pierda en el ruido.

Como se puede ver en la ver en Fig. 4.3 la potencia pico de los pulsos disminuye a medida que aumenta el número de vueltas, esta tendencia se conserva hasta que el pulso desaparece. Otra característica que ayuda a predecir que pulsos desaparecerán es el desplazamiento que tienen en intensidad y en la posición en la ventana temporal, en el caso de pulsos que terminaran estabilizándose, este desplazamiento es suave y la potencia pico oscila se deforma predecible como se verá más adelante y en algunos casos estos cambios son imperceptibles.



A medida que aumentamos el ángulo de la placa el número de pulsos disminuye, en el caso del ángulo de  $13.50^\circ$  la transmisión aun es alta por lo que para un número de 2,000

vueltas es complicado predecir si el pulso terminara estabilizándose o se perderá en el ruido. Sin embargo la Fig. 4.4 muestra la evolución del pulso para este es ángulo, esta figura es útil porque en ella se puede observar un fenómeno en el que los pulsos comienzan desplazarse en la ventana temporal, si los pulsos se acercan demasiado terminan sumándose y su energía se distribuye en los pulsos existentes, este proceso se puede presentar tantas veces sea necesario hasta alcanzar la estabilidad.



En el capítulo anterior se mostró que la potencia promedio tiene variaciones suaves y oscila de forma convergente a la estabilidad (ve Fig.3.3). En el caso de la transmisión alta la potencia promedio crece rápidamente superando la potencia a la que se podría estabilizar por lo que el pulso se rompe y en este proceso de rompimiento se presentan oscilaciones debidas a los ajustes por compresión y ganancia, sin embargo estas oscilaciones conservan el comportamiento convergente en el caso de pulsos que se estabilizan y un comportamiento errático en el caso de pulsos que se seguirán separando hasta desaparecer. Esto se puede ver en la Fig. 4.5 donde el pulso que tiene un ángulo de  $11.25^\circ$  y que se terminará perdiendo tiene una potencia promedio más alta y un comportamiento errático después de las 50 vueltas. El pulso de  $13.50^\circ$  tiene un comportamiento que similar al de un pulso que se estabiliza sin embargo al pasar de la vuelta 650 comienza a tener un comportamiento errático.

## Transmisión mediana alta - Generación de múltiples pulsos

Sí disminuimos la transmisión del sistema aumentando la inclinación la placa HWP el pulso se divide en pulsos que se llegan a estabilizar. Esto sucede en un intervalo aproximado de  $15.75^\circ$  a  $18^\circ$ , en esta zona la transmisión se encuentra entre 0.665 y 0.6122 a 0.866 a 0.717 del pulso salido de la EDF. Es una región pequeña en la que se pueden presentar más de un pulso, pero el tiempo que tarda en estabilizarse es mayor. En la Fig. 4.6 y Fig. 4.7 se muestran la evolución de los pulsos para ángulos de  $15.75^\circ$  y  $18.00^\circ$  para la placa HWP respectivamente.

La evolución del pulso en la Fig. 4.6 tiene un comportamiento complicado de explicar. Inicialmente tiene una compresión similar a la descrita en el capítulo anterior, al formarse los lóbulos estos comienzan a crecer a diferencia de lo mostrado donde los lóbulos desaparecen. Aquí el pulso central y uno de los lóbulos se unen generando un pulso con mayor intensidad que nuevamente genera lóbulos. Uno de los nuevos lóbulos se suma al lóbulo inicial y otro crece de forma independiente. Al pasar todo esto el pulso ha alcanzado la potencia de saturación por lo que cualquier cambio en el perfil del pulso se dará como una redistribución de energía.

Finalmente aparece otro lóbulo que comienza a crecer, para las 2,000 vueltas es difícil determinar si este terminará desapareciendo o convirtiéndose en otro pulso. Pero por las curvas de potencia promedio y de transmisión se puede observar que esos llegan a estabilizarse.

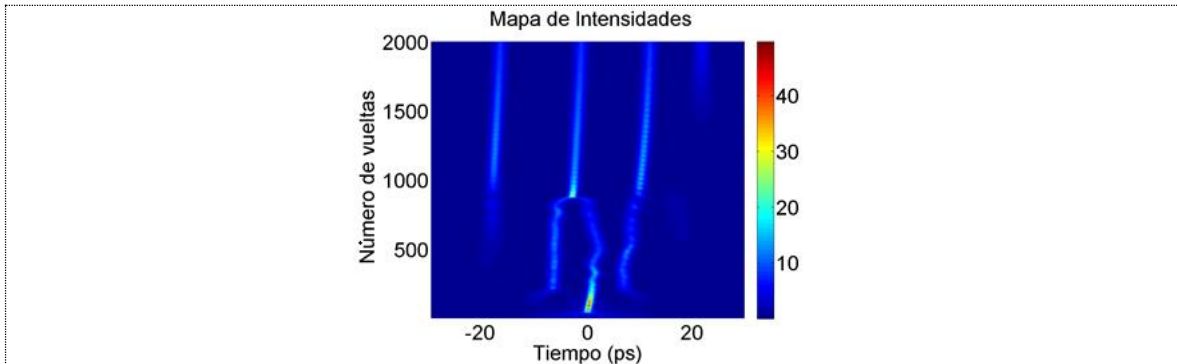


Fig. 4.6 Evolución del pulso para ángulo HWP de  $15.75^\circ$ .

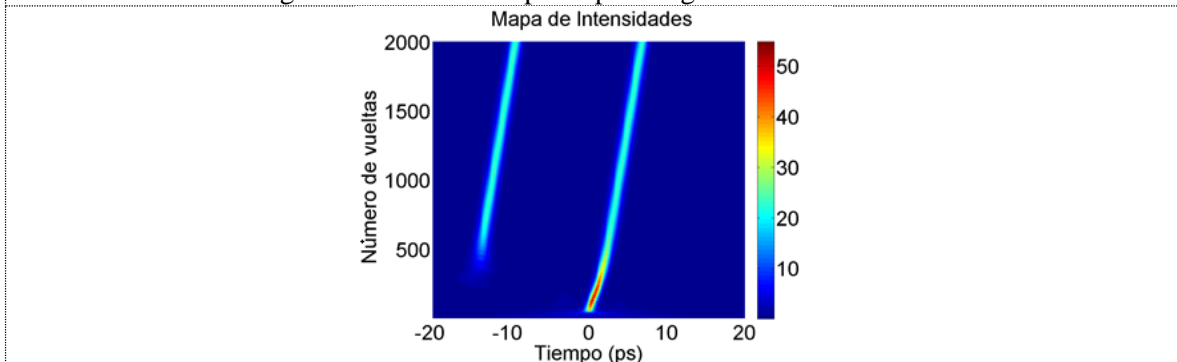


Fig. 4.6 Evolución del pulso para ángulo HWP de  $18.00^\circ$ .

Si revisamos el comportamiento para la potencia promedio, esta crece rápidamente debido a la alta transmisión después se da un proceso de compresión como en el caso de la generación de un pulso único, por lo que se conserva una potencia promedio estable (meseta), con la aparición de los lóbulos la potencia promedio comienza a oscilar debido a los ajustes de compresión, pérdidas y ganancia. Posteriormente la potencia promedio se mantiene prácticamente constante y en el perfil se dan los ajustes de ancho y potencia pico, si las condiciones no son las necesarias para alcanzar la estabilidad el pulso se puede unir a otro o separar en dos, este proceso provoca que nuevamente halla oscilaciones en la gráfica de potencia promedio.

En el caso del pulso con inclinación de placa de  $15.75^\circ$  (Fig. 4.7) el pulso crece rápidamente, después llega a una meseta en la potencia promedio (compresión de pulso), luego aparecen los lóbulos y con ellos las oscilaciones, los lóbulos crecen y se da una redistribución de energía, por eso la potencia promedio se mantiene casi constante. Después en la gráfica aparecen oscilaciones, estas se deben a que aparece un nuevo pulso como se puede ver en la Fig. 4.6.

En el caso del pulso con inclinación de placa  $18.00^\circ$  el pulso tiene ganancia, después aparecen los lóbulos y solo uno de ellos crece y el otro se pierde, este proceso provoca que solo halla oscilaciones después de la meseta en la curva de la potencia promedio.

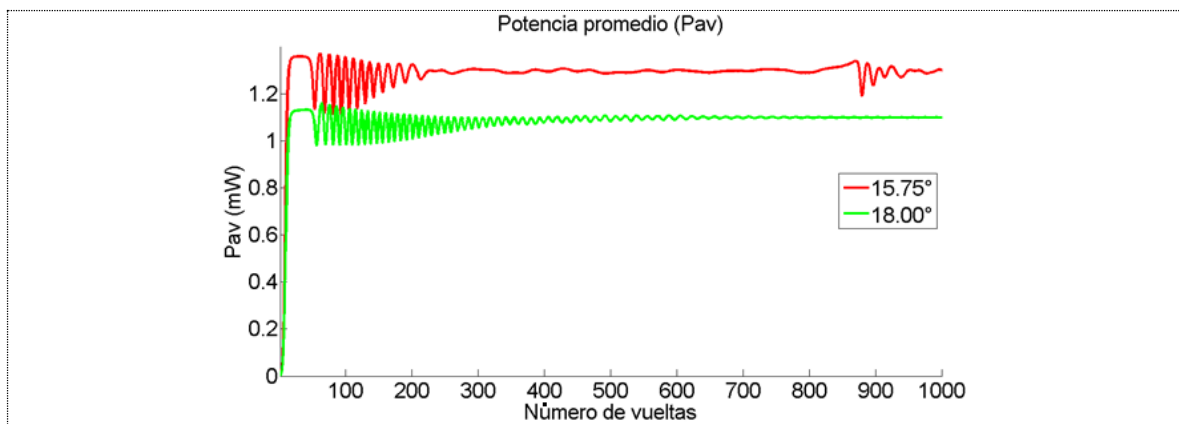
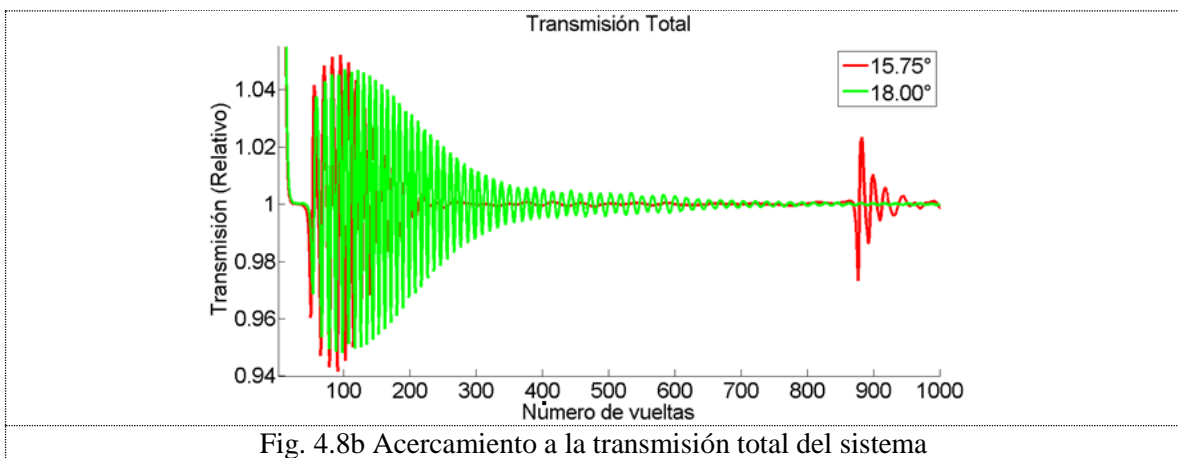
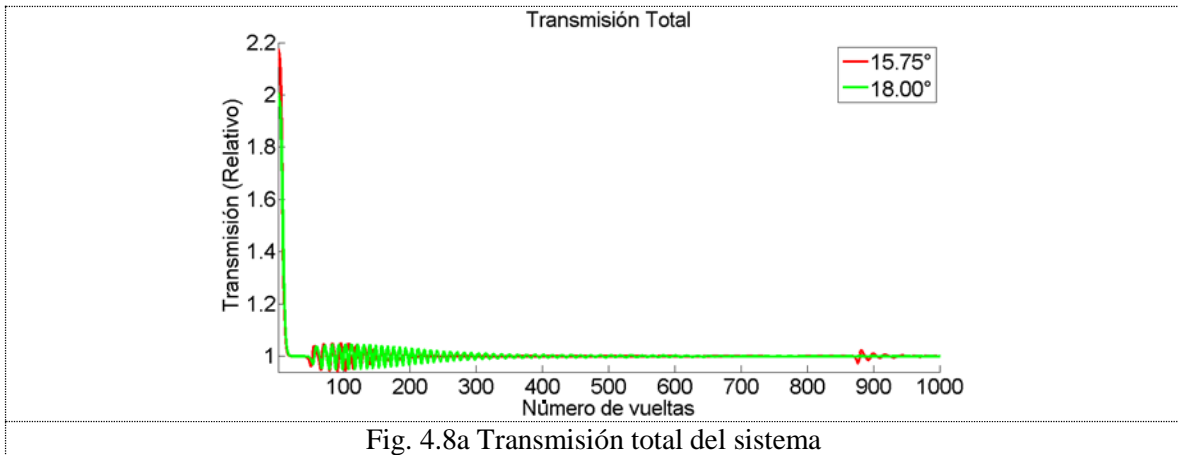


Fig. 4.7 Potencia promedio vs número de vueltas





Si observamos la gráfica de transmisión total, el comportamiento es similar al mostrado en el caso de un pulso único se puede dividir en las cuatro zonas conocidas más otra en la que nuevamente aparecen oscilaciones debido a la formación de un nuevo pulso.

Para revisar que la estabilidad se cumpla con distintas condiciones iniciales se introdujeron pulsos con FWHM iniciales de 4ps, 12ps, 20ps y 28ps en el caso de la inclinación de 18°. A la salida de la QWP se obtuvieron los perfiles mostrados en la Fig. 4.9 donde se puede ver que en cada uno de los casos los pulsos a la salida son similares y la diferencia entre los parámetros iniciales es la separación entre cada uno de los pulsos. En cada uno de los casos se tienen pulsos con potencia pico aproximada de 23.22W y un FWHM de 0.655ps y su forma se asemeja a la de un perfil teórico de una  $\text{sech}^2$  con las mismas características.

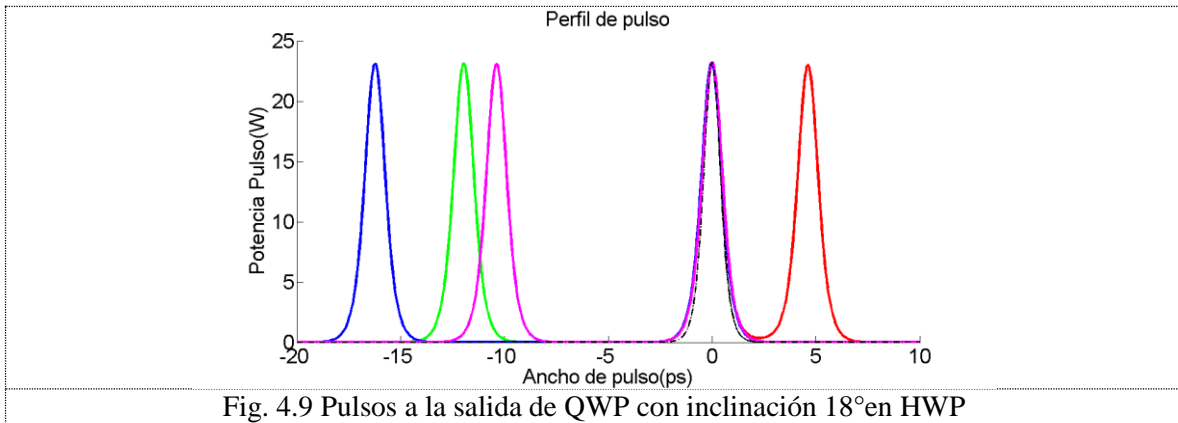


Fig. 4.9 Pulsos a la salida de QWP con inclinación 18° en HWP

En el capítulo anterior se mostró el proceso para alcanzar el equilibrio entre ganancias de la EDF el ensanchamiento por el filtro, la compresión por la SMF y las pérdidas por el polarizador. A lo largo de ese proceso se generan lóbulos que se irán degradando hasta desaparecer y permitir un único pulso a la salida. La eliminación de estos pulsos se debe al proceso de “estrechamiento” y pérdidas por parte del polarizador.

Cuando se presentan múltiples pulsos, la transmisión es mayor de 0.665, esto provoca que al formarse los lóbulos estos sean comprimidos por la SMF lo que provocará que posteriormente tengan ganancia y con eso rotación no-lineal de la polarización, lo que modificará la transmisión en el polarizador que a su vez influirá en la ganancia en la EDF. Este proceso se repite hasta que el lóbulo tiene el comportamiento de un pulso individual, como se explicó en el capítulo anterior. En las siguientes figuras se hará un seguimiento de este proceso:

En las primeras vueltas el proceso de compresión es conocido hasta la formación de los lóbulos. En la Fig. 4.10a se puede observar que el pulso se comprime, después de 50 ciclos dentro de la cavidad se comienzan a ver esbozos de lo que serán los lóbulos. La Fig. 4.10b muestra la relación Out/In normalizada y cómo es modificada la forma del perfil por cada uno de los elementos. Como se puede observar en la figura, para la vuelta número 50: El pulso se amplifica por la EDF, el filtro estira el pulso, la SMF estrecha el pulso de forma inversa al filtro, el polarizador estrecha el pulso a lo largo de toda la ventana.

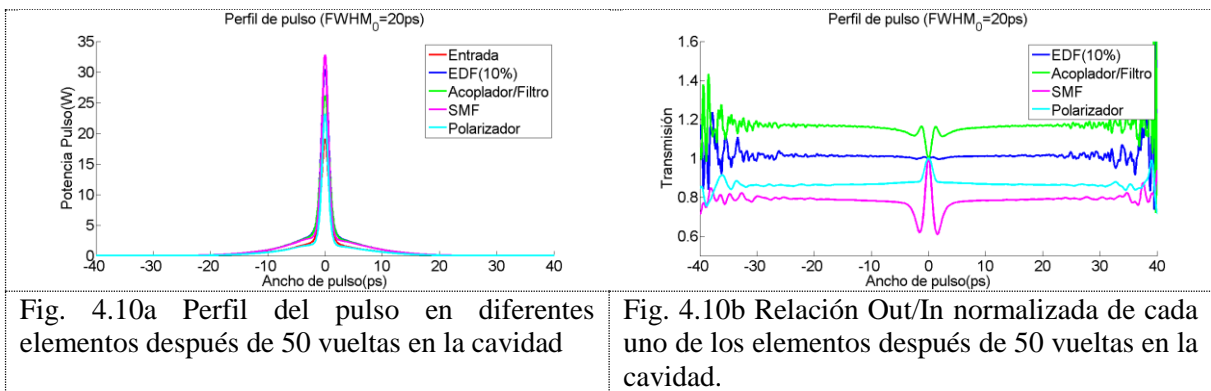


Fig. 4.10a Perfil del pulso en diferentes elementos después de 50 vueltas en la cavidad

Fig. 4.10b Relación Out/In normalizada de cada uno de los elementos después de 50 vueltas en la cavidad.

Después de 75 ciclos dentro de la cavidad el comportamiento se comienza a diferenciar del proceso para la formación de un único pulso. Como se puede ver en la Fig. 4.11b, se comienza a dar una compresión distinta en la SMF en uno de los lóbulos. Esto provoca que el perfil deje de ser simétrico como se puede ver en la Fig. 4.11a.

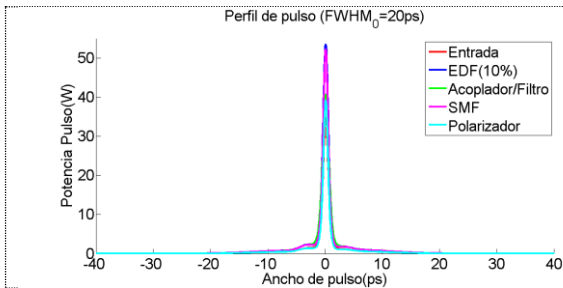


Fig. 4.11a Perfil del pulso en diferentes elementos después de 75 vueltas en la cavidad

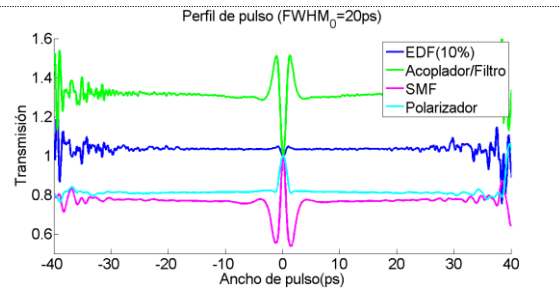


Fig. 4.11b Relación Out/In normalizada de cada uno de los elementos después de 75 vueltas en la cavidad.

Para el ciclo 150 el comportamiento en el pulso central es similar al presentado en la generación de un pulso único, pero en los lóbulos la compresión aumenta y ahora se presenta un ensanchamiento debido al filtro espectral. El polarizador y la EDF mantienen el comportamiento.

En el capítulo anterior las bases de los pulsos terminaban degradándose, en este caso la compresión por la SMF y el ensanchamiento del filtro provocan que estas se dividan como se puede ver en Fig. 4.12a. Esta división dará paso a la generación de un nuevo pulso donde la base del se pulso degrada pero la cola del lóbulo crece. En este caso la SMF comprime un segmento de lóbulo ayudando a su crecimiento y el filtro ayuda a degradar la base del pulso.

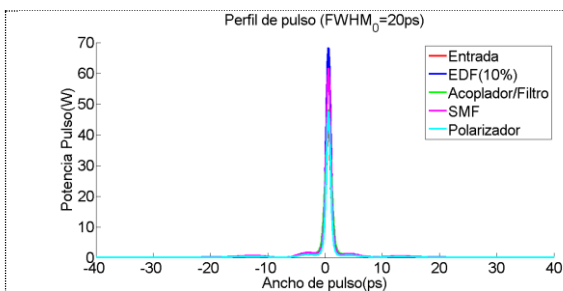


Fig. 4.12a El lóbulo es afectado por el filtro y la SMF. (150 ciclos)

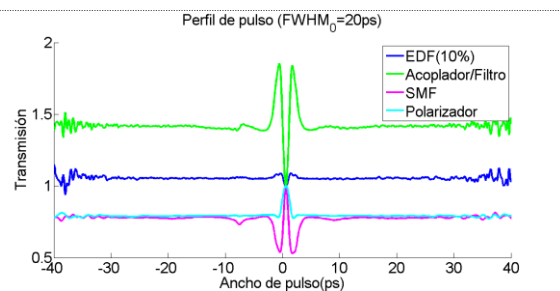


Fig. 4.12b El lóbulo se ensancha por el filtro y se comprime en la SMF. (150 ciclos)

Después de 305 ciclos se puede ver que el lóbulo tiene las condiciones adecuadas para su crecimiento. A medida que el pulso viaja su potencia pico se va disminuye y se da una distribución de energía donde la potencia pico del pulso mayor hacia el pulso de menor intensidad. En este punto la potencia promedio ya se ha estabilizado. Pero los pulsos no,

por lo que siguen cambiando y crecimiento de uno se da a costa de la disminución del otro. Esto se puede observar comparando las Figuras 4.13 y 4.14.

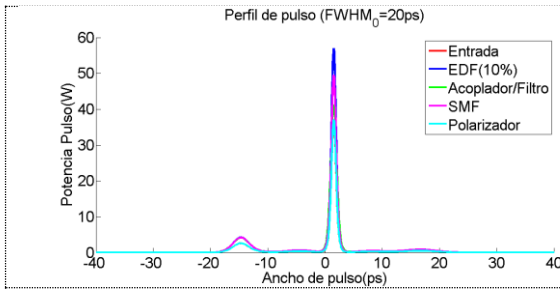


Fig. 4.13a Perfil de pulso para diferentes elementos después de 305 ciclos dentro de la cavidad.

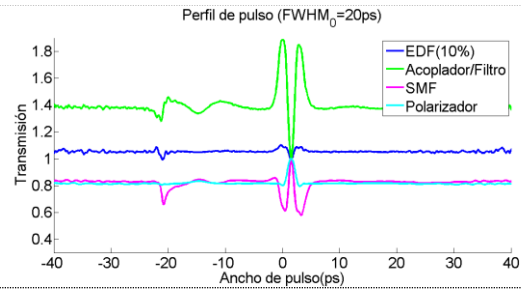


Fig. 4.13b Después de 305 vueltas en la cavidad la SMF depende de la EDF, el filtro y la SMF.

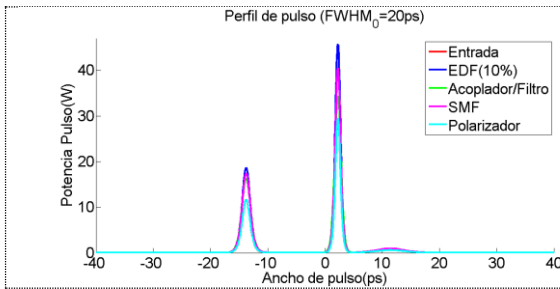


Fig. 4.14 a Después de 480 vueltas en la cavidad se presenta una redistribución de la energía.

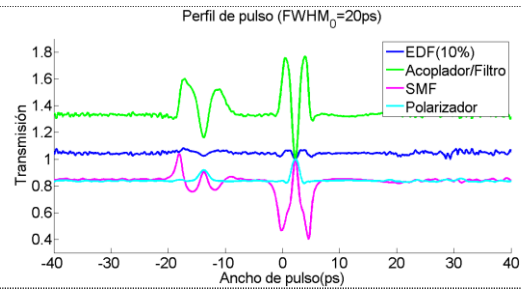
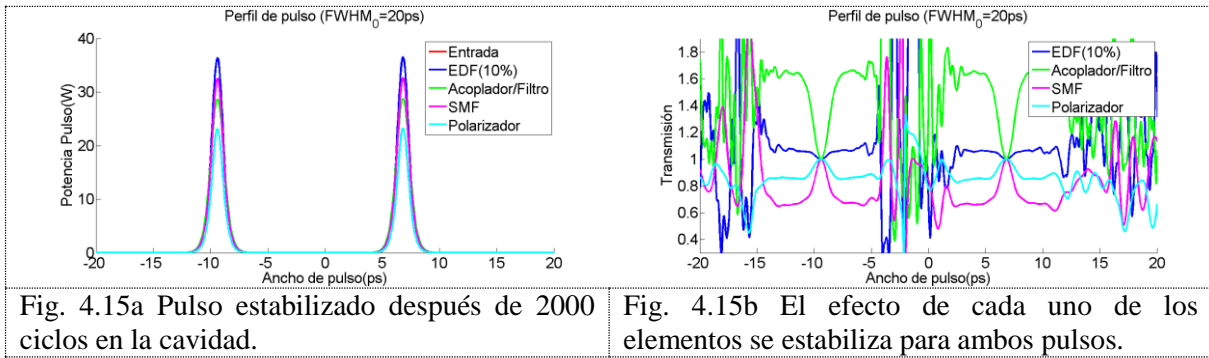


Fig. 4.16b Se marcar el mismo comportamiento de compresión, con diferencia en la magnitud.

Como se puede ver en la Fig. 4.14b la forma en que cada uno de los elementos modifica a cada uno de los pulsos comienza a ser parecido, si bien las magnitudes de las modificaciones son mayores en el pulso principal, estos se contrarrestan casi en su totalidad. Por lo que el pulso se propaga con pocos cambios.

En el caso de la modificación por cada uno de los elementos al pulso secundario la magnitud de estas es menor pero la diferencia entre ellos es mayor, por lo que el pulso puede tener mayores cambios. Como ya se ha alcanzado la potencia promedio de estabilidad la energía que gana el pulso secundario es transferida del pulso principal y este proceso se repetirá tantas veces sea necesario hasta alcanzar la estabilidad. Y a medida que se dan más vueltas y los pulsos se acercan a la estabilidad, estos pulsos son modificados del mismo modo por cada uno de los elementos.

Como se puede ver en la Fig. 4.15b el comportamiento de compresión es similar en ambos pulsos cambiando en su magnitud, a medida que los pulsos siguen viajando dentro de la cavidad la trasmisión de energía continua hasta alcanzar equilibrio y el comportamiento de ensanchamiento y compresión se estabiliza como se puede ver en la Fig.15.

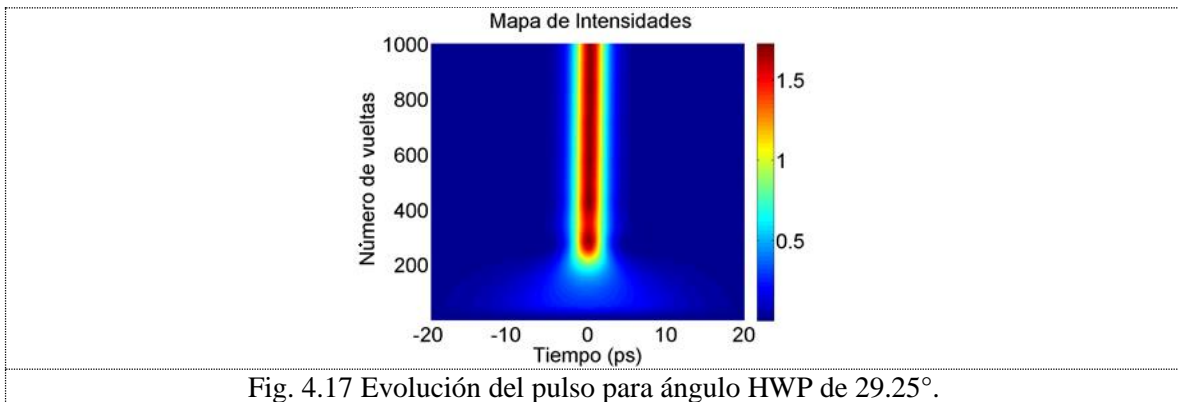
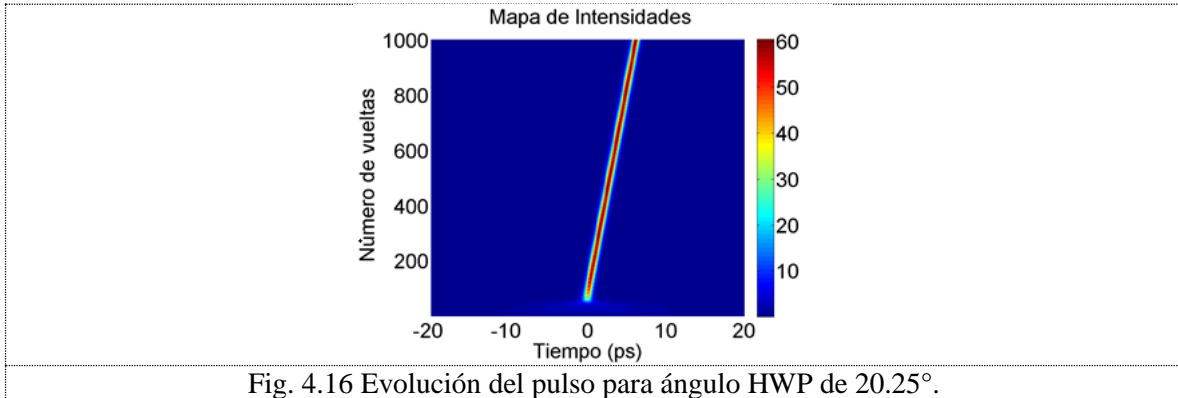


El proceso que se mostró para dos pulsos es similar cuando se aumenta la transmisión, pero interpretar cada una de las gráficas se vuelve más complicado. Un fenómeno que complica explicar la evolución de más de dos pulsos es que en la búsqueda de la estabilidad del sistema, los pulsos se acercan o se separan. En el caso de la separación la energía se distribuye entre los pulsos, pero si los pulsos se acercan la energía se suma creando pulsos más grandes que posteriormente transfieren su energía a pulsos más pequeños adyacentes.

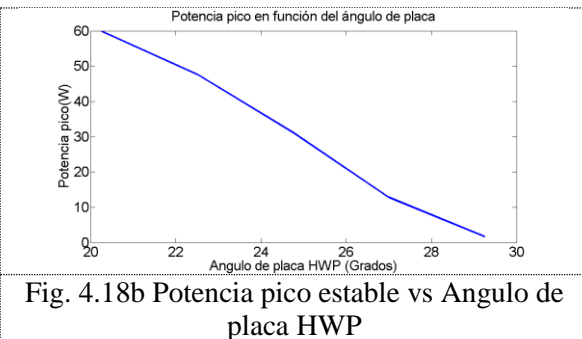
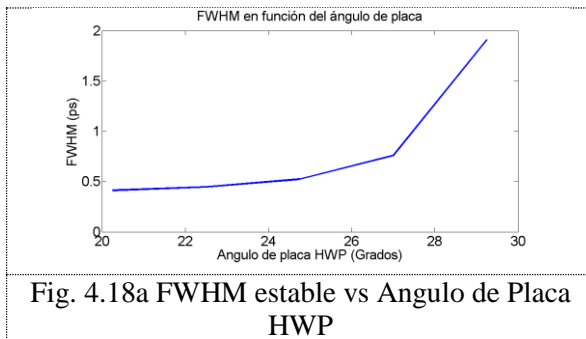
Este proceso de estabilización toma un mayor número de vueltas dentro de la cavidad que supera las 2,000. En los cálculos presentados, la configuración de la cavidad es la mostrada en el capítulo anterior y solo se alcanza una potencia promedio estable pero no se logra conseguir que los pulsos se estabilicen con las mismas características y separación por limitaciones de cómputo.

## Transmisión mediana baja - Generación de pulso único

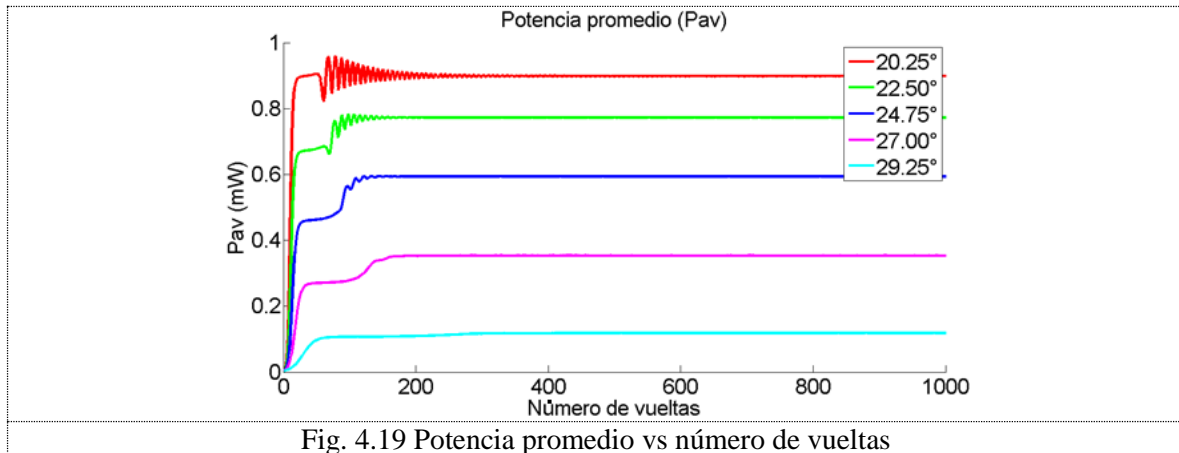
Si cambiamos el ángulo de la placa HWP de  $20.25^\circ$  a  $29.25^\circ$  se tienen pulsos únicos a la salida con diferentes longitudes y diferentes potencias pico. Como se puede observar en las figuras 4.16 y 4.17 las ventanas temporales son las mismas pero los pulsos cambian su potencia pico máxima y su FWHM estable.



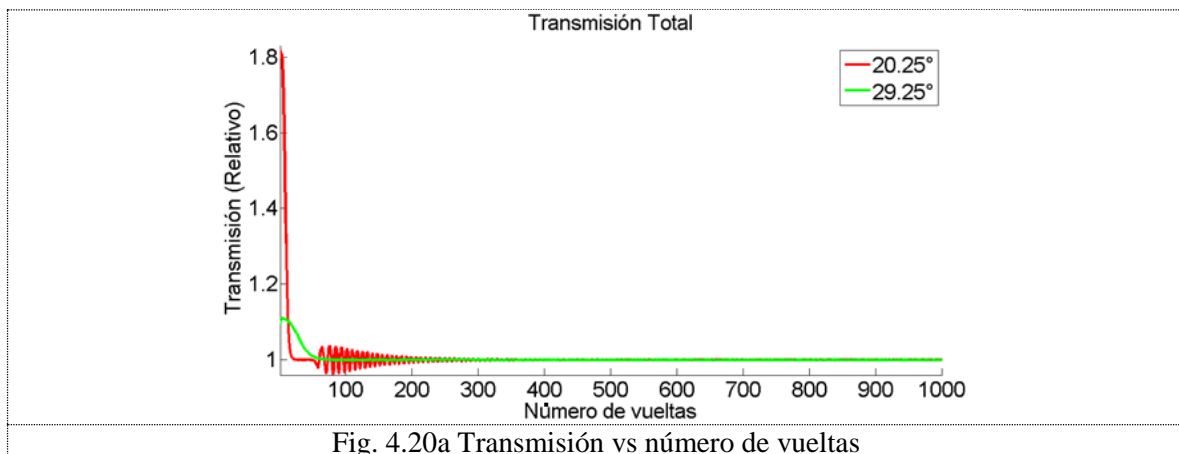
La forma en la que varía el FWHM y la potencia pico se puede observar en la siguiente figura. En Fig.4.18a se observa la potencia pico y en Fig. 4.18b la FWHM. Si la transmisión sigue disminuyendo el pulso termina perdiéndose y si aumenta demasiado el pulso termina dividiéndose o rompiéndose.



Revisando la transmisión del pulso para el ángulo de  $20.25^\circ$  podemos observar que se presenta el comportamiento conocido para la generación de un pulso único. Este comportamiento se conserva hasta ángulos menores a  $27^\circ$  a partir de donde las oscilaciones desaparecen y ángulos entre  $27.00^\circ$  y  $29.25^\circ$  no las presentan y en su evolución solo se presenta compresión y amplificación sin la presencia de lóbulos. (Ver Fig. 4.19)



Si además revisamos el comportamiento de la transmisión total del sistema se puede observar que la evolución de la transmisión para los casos extremos es conocida, la transmisión para ángulos entre  $20.25^\circ$  y  $27^\circ$  son similares al caso descrito en el capítulo 3. El comportamiento del pulso entre  $27.00^\circ$  y  $29.25^\circ$  es predecible si suponemos la ausencia de lóbulos. (Ver Fig. 4.20).



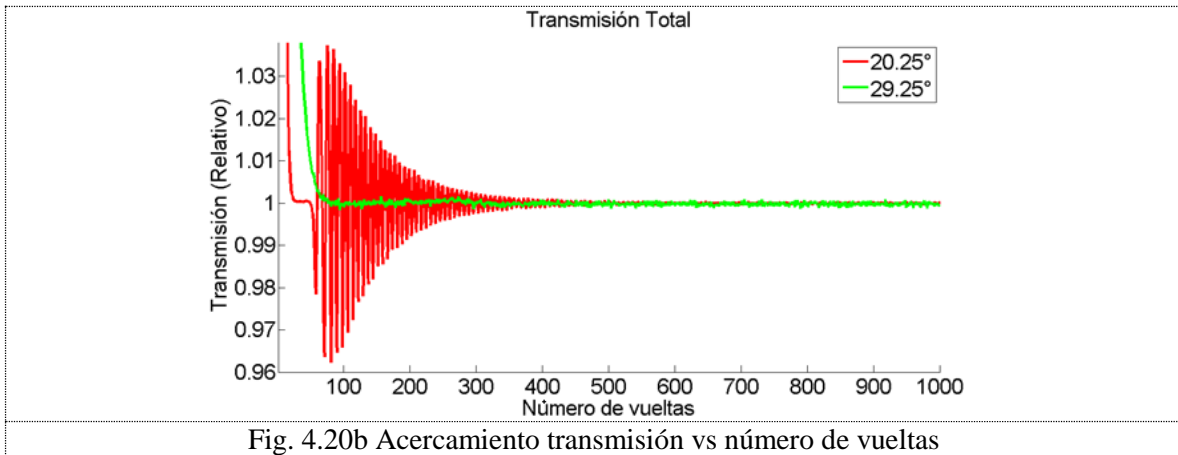


Fig. 4.20b Acercamiento transmisión vs número de vueltas

En Fig. 4.21 se muestra el pulso de salida para un pulso inicial de 20ps y diferentes ángulos para HWP, el perfil es similar para pulsos de 4ps a 28ps y se omiten por simplicidad. Los perfiles mostrados corresponden a 20.25° (Rojo), 22.5° (Verde), 24.75° (Azul), 27° (Magenta) y 29.25° (Cian). Como se puede observar la forma del pulso a la salida se ajustan al perfil teórico de un pulso  $\text{sech}^2$  con el mismo FWHM y potencia pico.

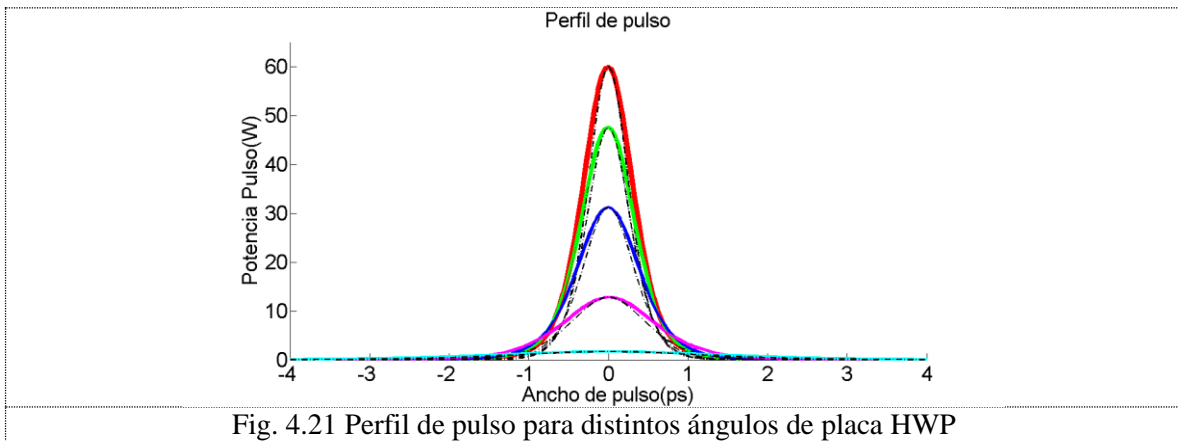
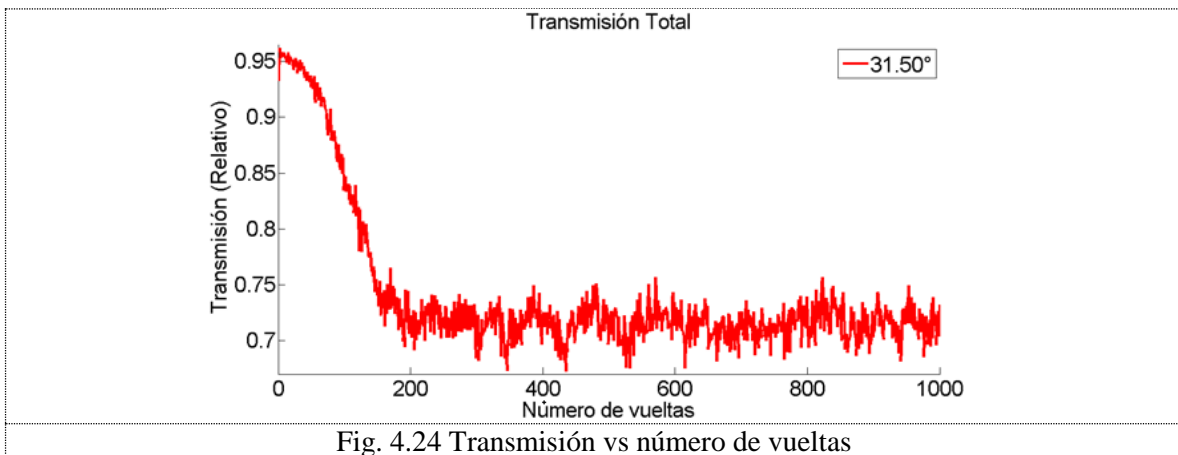
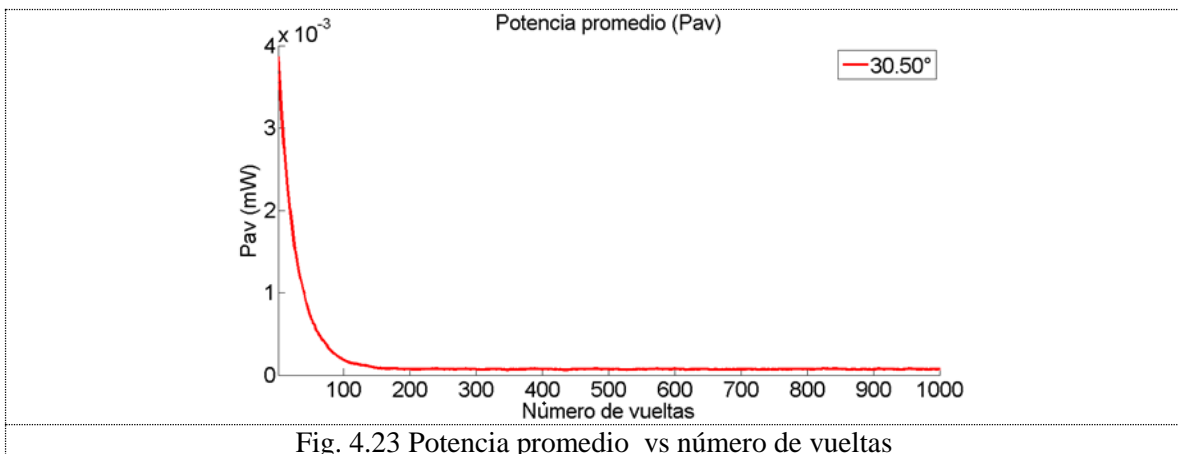
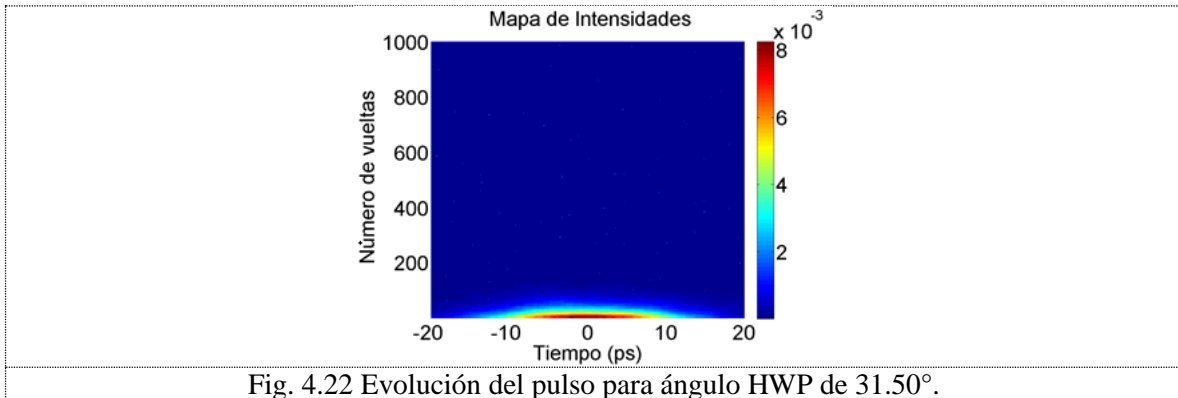


Fig. 4.21 Perfil de pulso para distintos ángulos de placa HWP



## Transmisión baja

En el último caso para ángulos mayores de  $31.50^\circ$  se tiene transmisiones que van de 0.33 a 0.135 del pulso salió de la EDF. Como se puede ver en la Fig. 4.22 el pulso se desvanece, con esta transmisión tan pequeña en el polarizador el pulso no consigue tener ganancia para continuar en la cavidad y la potencia promedio disminuye rápidamente (Fig. 4.23). La transmisión no sobre pasa el 97% por lo que solo tiene pérdidas.



## Conclusiones

En el trabajo fue desarrollado el programa de simulación de un láser de amarre de modos de anillo. En la presente simulación se modela cada uno de los elementos del láser, la propagación del pulso en la fibra se modela con el uso del Método Split-Step Fourier y se hace un seguimiento del pulso cuando pasa por cada uno. Con lo anterior se puede observar cómo afecta cada uno de los elementos al pulso y decidir si es necesario modificar la configuración de la cavidad.

Los resultados de la simulación muestran claramente el proceso de estabilización de pulso o pulsos en la cavidad de láser. El proceso de formación el pulso se puede separar en cuatro etapas: amplificación cuando se observa alta amplificación de potencia pico y promedio, plato cuando no hay amplificación y se observa una ligera compresión de los pulsos en la fibra pasiva, oscilación cuando se observa compresión rápida del pulso y se anota unos rasgos de rompimiento del pulso, y etapa estable cuando en el fin de cada recorrido por la cavidad el pulso se vuelva a la forma y potencia de la inicio de recorrido.

La forma y la potencia final del pulso se define en gran parte por el balance entre dispersión de la fibra pasiva y ancho de banda del filtro.

Se hizo simulación con diferentes ángulos de placa  $\lambda/2$ . Se encontró que existe un rango de ángulos para cuales el láser mantiene un solo pulso en la cavidad. Con ángulos menores del ángulo crítico en la cavidad aparecen varios pulsos.

En general el programa desarrollado permite hacer el diseño de un láser de amarre de modos con parámetros de los pulsos preestablecidos.

# Anexo

## Código de la simulación de laser mode-locked de Fibra Óptica

A continuación se presenta el código para la simulación de laser los parámetros que se modifican en los resultados presentados a lo largo del texto son presentados de tal forma que facilite su almacenamiento de forma automática ya que en la asignación de nombres no se pueden usar caracteres especiales como el punto las unidades de trabajo se pasaron a decímetros en el caso de la longitud de fibra, a porcentajes en el caso de ángulos y al orden de magnitud en el caso de la potencia de entrada.

```
close all
clear all;
clc;
tic
%=====Parámetros de entrada de pulso =====
Tfwhm_in=20
T0=Tfwhm_in*0.8493 % definición de T0 para pulso gaussiano;
%=====
expP0=2; %orden negativo de potencia
fac_g0=100; %porcentaje respecto a g00
facz1=10; %decímetros
facz2=100; %decímetros
fracfi=50; %Porcientos
factetha=50; %Porcientos
%=====
Rnumber=300; %Numero de vueltas totales
nvplot=1; %Cada cuantas vueltas se guardan datos
nmuestreo=14; %Exponente para el numero de muestras base 2
x0muestreo=400; %Espacio de muestreo ps
%=====
%===== Definiciones parámetros fijos de laser =====
bandwidth_Er=30; %FWHM, nm
bandwidth_filter=10;

Psat=20e-3; % Er saturación, W

gamma_Er=2e-3; % 1/(W*m)
gamma_Pass=1.625e-3; % 1/(W*m)

B1_Er=1e-10;
B1_Pass=1e-10;

B2_Er=15;
B2_Pass=-25;

B3_Er=0.85e-10;
B3_Pass=0.85e-10;

tauR_Er=3e-3/T0;
tauR_Pass=3e-3/T0;

gbyg_Er=0.3;
```

```

gbyg_Pass=0.3;

alfa_Er=0;           % atenuación 1/m
alfa_Pass=0;

transc=0.1; %transmisión en acoplador

%===== Definiciones indirectas =====
g00=3.5;             % Amplificación de baja potencias de Er
P0=10^-(expP0);
g0=fac_g0*g00/100;
z1=facz1/10; %metros
z2=facz2/10; %metros
n=2^nmuestreo;
x0=x0muestreo/T0;
fi=fracfi*pi/4/100;           % HWR ángulo
teta=factetha*pi/4/100;      % QWR ángulo
%=====
%===== Inicio de cálculos de programa =====
T=1.5*(z1+z2)*1e4/3;

ellipticity=50*pi/4/100; % Elipticidad inicial

Px=P0*(1+ellipticity)^2/2/(1+ellipticity^2);
Py=P0-Px;
lamda0=1550;
x=linspace(-x0,x0,n+1);           % time samples
x1=[x(n/2+1:n+1) x(1:n/2)];
fc=pi*n/(2*x0);
f=linspace(-fc,fc,n+1);           % frequency samples
f=[f(n/2+1:n+1) f(1:n/2)];
f=f';                               % f - columna
f_THz=f/T0/2/pi;                   % frequency scale in THz
lamda=-f_THz*lamda0./(3e5/lamda0+f_THz); % wavelength scale, nm; column
vector
lamda_max=max(lamda);

waveform(:,1)=abs(exp(-x1.^2));     % pulse starts at -1.5

Einx(:,1)=sqrt(Px)*waveform;
Einy(:,1)=sqrt(Py)*waveform;

Sinx=abs(fft(Einx)).^2;
Siny=abs(fft(Einy)).^2;

Pinx=abs(Einx).^2;                   % power for + polarization
Piny=abs(Einy).^2;                   % power for - polarization
Pinput=Pinx+Piny;

% % definiendo vectores para ahorrar tiempo
[xx yy]=size(x);
Sv=zeros(Rnumber/nvplot,7,yy);
Poutv=zeros(Rnumber/nvplot,7,yy);
out=zeros(Rnumber,7,8);
%=====Inicio de simulación =====

```

```

for nn=1:Rnumber
    N=1;

    Pin=abs(Einx).^2+abs(Einy).^2;

    Eoutx=Einx;    % pulse at the end +polarization
    Eouty=Einy;    % pulse at the end -polarization

    Eoutx1=Eoutx';
    Eoutx1=[Eoutx1(n/2+2:n+1) Eoutx1(1:n/2+1)];
    Eouty1=Eouty';
    Eouty1=[Eouty1(n/2+2:n+1) Eouty1(1:n/2+1)];
    Pout=abs(Eoutx1).^2+abs(Eouty1).^2;
    Pout1=Pout;

    Pav=mean(Pout)*2*x0*T0/T;% average power W
    S=abs(fft(Eoutx)).^2+abs(fft(Eouty)).^2;
    S1=S; % para almacenar y graficar
    S=round(S/max(S));
    FWHMS=sum(S)*fc/n/pi/T0;
    P=round(Pout/max(Pout));
    %FWHM=sum(P)*2*x0/(n+1);
    FWHM=sum(P)*x0/n*2*T0;

    [Pout_max, posmax] = max(Pout);
    ellipticity=(abs(Eoutx1)-
abs(Eouty1))./(abs(Eoutx1)+abs(Eouty1));
    anglex=unwrap(angle(Eoutx1))/pi;
    angley=unwrap(angle(Eouty1))/pi;
    inclination=rem((anglex-angley)/2/pi,0.999);
    % Almacenado como vector la señal y la potencia
    if rem(nn,nvplot)==0
        Sv(nn/nvplot,N,:)=S1;
        Poutv(nn/nvplot,N,:)=Pout;
    end
    out(nn,N,:)=[x(posmax) Pout_max/P0, Pav, FWHM, FWHMS,
    ellipticity(posmax), inclination(posmax), sum(Pout)/sum(Pin)];

    %%%%%%%%%%% Er doped fiber %%%%%%%%%%%
    N=2;
    gama=gamma_Er;    % 1/(W*m)
    B1=B1_Er;    L1=T0/B1*1e3;
    B2=B2_Er;    L2=T0^2/abs(B2)*1e3;% ps^2/km
    B3=B3_Er;    L3=T0^3/B3*1e3;
    tauR=tauR_Er;
    gbyg=gbyg_Er;
    alfa=alfa_Er;    % attenuation 1/m

    z=0; dz=1/8; dzh=dz/2;

    df_Er=bandwidth_Er*2*pi*T0*3e5/lamda0^2/2; %ancho de banda en frecuencias

    noise_nm=5e-8; % W/nm, desirable spectral noise density
    noise_bandwidth=40; % FWHM, nm
    noise_power=noise_nm*noise_bandwidth;
    randx=randn(n+1,2); % aa is matrix with two columns

```

```

randy=randn(n+1,2);
noisex(:,1)=(randx(:,1)+1i*randx(:,2));% noise in time
noisy(:,1)=(randy(:,1)+1i*randy(:,2));
dfn=noise_bandwidth*2*pi*T0*3e5/lamda0^2/2;
% defenition of filter bandwidth in frequecy domain
noise_filter(:,1)=exp(-(f/dfn).^4);
noisex=ifft(fft(noisex).*noise_filter);
noisy=ifft(fft(noisy).*noise_filter);
npower=mean(abs(noisex).^2+abs(noisy).^2);
noisex=noisex*sqrt(noise_power/npower);
noisy=noisy*sqrt(noise_power/npower);

Einx=Eoutx+noisex;
Einy=Eouty+noisy;
Pin=abs(Einx).^2+abs(Einy).^2;
Upx=fft(Einx);
Upy=fft(Einy);

%tic

while z<z1

P=abs(ifft(Upx)).^2+abs(ifft(Upy)).^2;
Pav=mean(P)*2*x0*T0/T; % average power mW
g=g0/(1+Pav/Psat);

Tpmas(:,1)=exp((-1i/L1*f*dzh)-(1i/L2/2*f.^2*dzh)-
(1i/L3/6*f.^3*dzh)-(alfa-g*exp(-(f/df_Er).^2))/2*dzh);
Tpmen(:,1)=exp((1i/L1*f*dzh)-(1i/L2/2*f.^2*dzh)-
(1i/L3/6*f.^3*dzh)-(alfa-g*exp(-(f/df_Er).^2))/2*dzh);

Upx=Tpmas.*Upx; %+ polarization
Upy=Tpmen.*Upy; %- polarization
Upx=ifft(Upx);
Upy=ifft(Upy);

Npmas=2/3*gama*(abs(Upx).^2 + 2*abs(Upy).^2);
Npmen=2/3*gama*(abs(Upy).^2 + 2*abs(Upx).^2);
Upx=exp(1i*Npmas*dz).*Upx;
Upy=exp(1i*Npmen*dz).*Upy;

Upmas=Upx;
Upmen=Upy;

Upx=(Upmas+Upmen)/sqrt(2);
Upy=(Upmas-Upmen)/1i/sqrt(2); %linearly polarized components
before Raman

Npx=gama*(abs(Upx).^2+gbyg*abs(Upy).^2);
Npy=gama*(abs(Upy).^2+gbyg*abs(Upx).^2);

Rpx=-tauR*ifft(1i*f.*fft(Npx));

```

```

Rpy=-tauR*ifft(1i*f.*fft(Npy));

Upx=exp(1i*Rpx*dz).*Upx;
Upy=exp(1i*Rpy*dz).*Upy; %linearly polarized component after

Raman

Upmas=(Upx+1i*Upy)/sqrt(2);
Upmen=(Upx-1i*Upy)/sqrt(2);

Upx=Upmas;
Upy=Upmen;

Upx=fft(Upx);
Upy=fft(Upy);

Upx=Upmas.*Upx;
Upy=Upmen.*Upy;
z=z+dz;
end

Eoutx=ifft(Upx); % pulse at the end +polarization
Eouty=ifft(Upy); % pulse at the end -polarization

Eoutx1=Eoutx';
Eoutx1=[Eoutx1(n/2+2:n+1) Eoutx1(1:n/2+1)];
Eouty1=Eouty';
Eouty1=[Eouty1(n/2+2:n+1) Eouty1(1:n/2+1)];
Pout=abs(Eoutx1).^2+abs(Eouty1).^2;
Pout2=Pout;

Pav=mean(Pout)*2*x0*T0/T; % average power mW
S=abs(fft(Eoutx)).^2+abs(fft(Eouty)).^2;
S1=S; % Agregado M para graficas antes de redodndeo.
S=round(S/max(S));
FWHMS=sum(S)*fc/n/pi/T0;
P=round(Pout/max(Pout));
FWHM=sum(P)*x0/n^2*T0;
TbyS=FWHM*FWHMS;
[Pout_max, posmax] = max(Pout);
elipticity=(abs(Eoutx1)-
abs(Eouty1))./(abs(Eoutx1)+abs(Eouty1));
anglex=(angle(Eoutx1))/pi;
angley=(angle(Eouty1))/pi;
inclination=(anglex-angley)/2;
% Almacendo como vector la señal y la potencia
if rem(nn,nvplot)==0
Sv(nn/nvplot,N,:)=S1;
Poutv(nn/nvplot,N,:)=Pout;
end
out(nn,N,:)= [x(posmax) Pout_max/P0, Pav, FWHM, FWHMS,
elipticity(posmax), inclination(posmax), sum(Pout)/sum(Pin)];

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% coupler; filter %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=3;
df_filter=bandwidth_filter*2*pi*T0*3e5/lamda0^2/2;

```

```

filter(:,1)=exp(-(f/df_filter).^2);

Einx=Eoutx;
Einy=Eouty;
Pin=abs(Einx).^2+abs(Einy).^2;

Eoutx=ifft(fft(Einx).*filter)*sqrt(transc);
Eouty=ifft(fft(Einy).*filter)*sqrt(transc);

Eoutx1=Eoutx';
Eoutx1=[Eoutx1(n/2+2:n+1) Eoutx1(1:n/2+1)];
Eouty1=Eouty';
Eouty1=[Eouty1(n/2+2:n+1) Eouty1(1:n/2+1)];
Pout=abs(Eoutx1).^2+abs(Eouty1).^2;

Pout3=Pout;
Pav=mean(Pout)*2*x0*T0/T;
% average power mW
S=abs(fft(Eoutx)).^2+abs(fft(Eouty)).^2;
S1=S; % Agregado M para graficas antes de redodndeo.
S=round(S/max(S));
FWHMS=sum(S)*fc/n/pi/T0;
P=round(Pout/max(Pout));
FWHM=sum(P)*x0/n^2*T0;
TbyS=FWHM*FWHMS;
[Pout_max, posmax] = max(Pout);
ellipticity=(abs(Eoutx1)-
abs(Eouty1))./(abs(Eoutx1)+abs(Eouty1));
anglex=angle(Eoutx1)/pi;
angley=angle(Eouty1)/pi;
inclination=(anglex-angley)/2;
% Almacendo como vector la señal y la potencia
if rem(nn,nvplot)==0
    Sv(nn/nvplot,N,:)=S1;
    Poutv(nn/nvplot,N,:)=Pout;
end
out(nn,N,:)= [x(posmax) Pout_max/P0, Pav, FWHM, FWHMS,
ellipticity(posmax), inclination(posmax), sum(Pout)/sum(Pin)];

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% passive fiber %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=4;
gama=gamma_Pass; %
1/(W*m)
B1=B1_Pass; L1=T0/B1*1e3;
B2=B2_Pass; L2=T0^2/abs(B2)*1e3; % ps^2/km %original
B3=B3_Pass; L3=T0^3/B3*1e3;
tauR=tauR_Pass;
gbyg=gbyg_Pass;
alfa=alfa_Pass; %
attenuation 1/m

z=0; dz=1/8; dzh=dz/2;

Einx=Eoutx;
Einy=Eouty;
Pin=abs(Einx).^2+abs(Einy).^2;

```



```

    Upx=fft(Einx);
    Upy=fft(Einy);
    Tpmas(:,1)=exp((-1i/L1*f*dzh)-(1i/L2/2*f.^2*dzh)-
(1i/L3/6*f.^3*dzh)-alfa/2*dzh);
    Tpmen(:,1)=exp((1i/L1*f*dzh)-(1i/L2/2*f.^2*dzh)-
(1i/L3/6*f.^3*dzh)-alfa/2*dzh);

    while          z<z2

        Upx=Tpmas.*Upx;          %+ polarization
        Upy=Tpmen.*Upy;          %- polarization
        Upx=ifft(Upx);
        Upy=ifft(Upy);

        Npmas=2/3*gama*(abs(Upx).^2 + 2*abs(Upy).^2);
        Npmen=2/3*gama*(abs(Upy).^2 + 2*abs(Upx).^2);
        Upx=exp(1i*Npmas*dz).*Upx;
        Upy=exp(1i*Npmen*dz).*Upy;

        Upmas=Upx;
        Upmen=Upy;

        Upx=(Upmas+Upmen)/sqrt(2);
        Upy=(Upmas-Upmen)/1i/sqrt(2);    %linearly polarized components
before Raman

        Npx=gama*(abs(Upx).^2+gbyg*abs(Upy).^2);
        Npy=gama*(abs(Upy).^2+gbyg*abs(Upx).^2);

        Rpx=-tauR*ifft(1i*f.*fft(Npx));
        Rpy=-tauR*ifft(1i*f.*fft(Npy));

        Upx=exp(1i*Rpx*dz).*Upx;
        Upy=exp(1i*Rpy*dz).*Upy;          %linearly polarized component
after Raman

        Upmas=(Upx+1i*Upy)/sqrt(2);
        Upmen=(Upx-1i*Upy)/sqrt(2);

        Upx=Upmas;
        Upy=Upmen;

        Upx=fft(Upx);
        Upy=fft(Upy);

        Upx=Tpmas.*Upx;
        Upy=Tpmen.*Upy;
        z=z+dz;

    end

    Eoutx=ifft(Upx);    % pulse at the end +polarization
    Eouty=ifft(Upy);    % pulse at the end -polarization

```

```

Eoutx1=Eoutx';
Eoutx1=[Eoutx1(n/2+2:n+1) Eoutx1(1:n/2+1)];
Eouty1=Eouty';
Eouty1=[Eouty1(n/2+2:n+1) Eouty1(1:n/2+1)];
Pout=abs(Eoutx1).^2+abs(Eouty1).^2;

Pout4=Pout;
Pav=mean(Pout)*2*x0*T0/T; % average power mW
S=abs(fft(Eoutx)).^2+abs(fft(Eouty)).^2;
S1=S; % Agregado M para graficas antes de redodndeo.
S=round(S/max(S));
FWHMS=sum(S)*fc/n/pi/T0;
[Pout_max, posmax] = max(Pout);
P=round(Pout/max(Pout));
FWHM=sum(P)*x0/n*2*T0;
TbyS=FWHM*FWHMS;
ellipticity=(abs(Eoutx1)-
abs(Eouty1))./(abs(Eoutx1)+abs(Eouty1));
anglex=angle(Eoutx1)/pi;
angley=angle(Eouty1)/pi;
inclination=(anglex-angley)/2;
% Almacendo como vector la señal y la potencia
if rem(nn,nvplot)==0
    Sv(nn/nvplot,N,:)=S1;
    Poutv(nn/nvplot,N,:)=Pout;
end
out(nn,N,:)=[x(posmax) Pout_max/P0, Pav, FWHM, FWHMS,
ellipticity(posmax), inclination(posmax), sum(Pout)/sum(Pin)];

anglex_check=anglex;
angley_check=angley;
inclination_check=inclination;

%%%%%%%%%%%%%% lamda/2 %%%%%%%%%%%%%%%
N=5;

Einx=Eoutx;
Einy=Eouty;
Pin=abs(Einx).^2+abs(Einy).^2;
Eoutx=Einx*exp(1i*2*fi);
Eouty=Einy*exp(-1i*2*fi);

Eoutx1=Eoutx';
Eoutx1=[Eoutx1(n/2+2:n+1) Eoutx1(1:n/2+1)];
Eouty1=Eouty';
Eouty1=[Eouty1(n/2+2:n+1) Eouty1(1:n/2+1)];
Pout=abs(Eoutx1).^2+abs(Eouty1).^2;

Pout5=Pout;
Pav=mean(Pout)*2*x0*T0/T; % average power mW
S=abs(fft(Eoutx)).^2+abs(fft(Eouty)).^2;
S1=S; % Agregado M para graficas antes de redodndeo.
S=round(S/max(S));
FWHMS=sum(S)*fc/n/pi/T0;
P=round(Pout/max(Pout));
FWHM=sum(P)*x0/n*2*T0;

```

```

TbyS=FWHM*FWHMS;
[Pout_max, posmax] = max(Pout);
ellipticity=(abs(Eoutx1)-
abs(Eouty1))./(abs(Eoutx1)+abs(Eouty1));
anglex=angle(Eoutx1)/pi;
angley=angle(Eouty1)/pi;
inclination=(anglex-angley)/2;
    % Almacendo como vector la señal y la potencia
    if rem(nn,nvplot)==0
        Sv(nn/nvplot,N,:)=S1;
        Poutv(nn/nvplot,N,:)=Pout;
    end
    out(nn,N,:)=[x(posmax) Pout_max/P0, Pav, FWHM, FWHMS,
ellipticity(posmax), inclination(posmax), sum(Pout)/sum(Pin)];

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% polarizer %%%%%%%%%
N=6;

Einx=Eoutx;
Einy=Eouty;
Pin=abs(Einx).^2+abs(Einy).^2;

Ex=(Einx+Einy)/sqrt(2);
%Ey=(Einx-Einy)/sqrt(2);
Ey=0;

Eoutx=(Ex+li*Ey)/sqrt(2);
Eouty=(Ex-li*Ey)/sqrt(2);

Eoutx1=Eoutx';
Eoutx1=[Eoutx1(n/2+2:n+1) Eoutx1(1:n/2+1)];
Eouty1=Eouty';
Eouty1=[Eouty1(n/2+2:n+1) Eouty1(1:n/2+1)];
Pout=abs(Eoutx1).^2+abs(Eouty1).^2;

Pout6=Pout;
Pav=mean(Pout)*2*x0*T0/T; % average power mW
S=abs(fft(Eoutx)).^2+abs(fft(Eouty)).^2;
S1=S; % Agregado M para graficas antes de redodndeo.
S=round(S/max(S));
FWHMS=sum(S)*fc/n/pi/T0;
P=round(Pout/max(Pout));
FWHM=sum(P)*x0/n*2*T0;
TbyS=FWHM*FWHMS;
[Pout_max, posmax] = max(Pout);
ellipticity=(abs(Eoutx1)-
abs(Eouty1))./(abs(Eoutx1)+abs(Eouty1));
anglex=unwrap(angle(Eoutx1))/pi;
angley=unwrap(angle(Eouty1))/pi;
inclination=rem((anglex-angley)/2/pi,1.01);
    % Almacendo como vector la señal y la potencia
    if rem(nn,nvplot)==0
        Sv(nn/nvplot,N,:)=S1;
        Poutv(nn/nvplot,N,:)=Pout;
    end
end

```

```

        out(nn,N,:)=[x(posmax) Pout_max/P0, Pav, FWHM, FWHMS,
    ellipticity(posmax), inclination(posmax), sum(Pout)/sum(Pin)];
        trans=max(Pout)/max(Pin)
    %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% lamda/4 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
    N=7;

    Einx=Eoutx;
    Einy=Eouty;
    Pin=abs(Einx).^2+abs(Einy).^2;

    Ex1=(Einx+Einy)/sqrt(2);
    Ey1=(Einx-Einy)/sqrt(2);           %Ey1 must be equal 0
    Ex=Ex1*cos(teta)*exp(1i*pi/4);
    Ey=Ex1*sin(teta)*exp(-1i*pi/4);
    Eoutx=(Ex+1i*Ey)/sqrt(2);
    Eouty=(Ex-1i*Ey)/sqrt(2);

    Eoutx1=Eoutx';
    Eoutx1=[Eoutx1(n/2+2:n+1) Eoutx1(1:n/2+1)];
    Eouty1=Eouty';
    Eouty1=[Eouty1(n/2+2:n+1) Eouty1(1:n/2+1)];
    Pout=abs(Eoutx1).^2+abs(Eouty1).^2;
    Pav=mean(Pout)*2*x0*T0/T;           % average power mW
    S=abs(fft(Eoutx)).^2+abs(fft(Eouty)).^2;
    S1=round(S/max(S));
    FWHMS=sum(S1)*fc/(n+1)/2/pi/T0;
    P=round(Pout/max(Pout));
    FWHM=sum(P)*x0/n^2*T0;
    TbyS=FWHM*FWHMS;
    [Pout_max, posmax] = max(Pout);
    ellipticity=(abs(Eoutx1)-
abs(Eouty1))./(abs(Eoutx1)+abs(Eouty1));
    anglex=unwrap(angle(Eoutx1))/pi;
    angley=unwrap(angle(Eouty1))/pi;
    inclination=rem((anglex-angley)/2/pi,1.01);
    % Almacendo como vector la señal y la potencia
    if rem(nn,nvplot)==0
        Sv(nn/nvplot,N,:)=S;
        Poutv(nn/nvplot,N,:)=Pout;
    end
    out(nn,N,:)=[x(posmax) Pout_max/P0, Pav, FWHM, FWHMS,
    ellipticity(posmax), inclination(posmax), sum(Pout)/sum(Pin)];

    Einx=Eoutx;
    Einy=Eouty;
end

```