



UNIVERSIDAD DE JAÉN
Escuela Politécnica Superior de Linares

Trabajo Fin de Grado

**ESTUDIO Y SIMULACIÓN DE LA
PROPAGACIÓN DE PULSOS DE
LUZ GENERADOS MEDIANTE
MODULACIÓN DIRECTA DE
LÁSERES DE SEMICONDUCTOR EN
SISTEMAS DE COMUNICACIONES
ÓPTICAS**

Alumno: María García Cárdenas

Tutor: Prof. D^a. Rocío Pérez de Prado
Depto.: Ingeniería de Telecomunicación

Junio, 2017



UNIVERSIDAD DE JAÉN
Escuela Politécnica Superior de Linares

Trabajo Fin de Grado

**ESTUDIO Y SIMULACIÓN DE LA
PROPAGACIÓN DE PULSOS DE
LUZ GENERADOS MEDIANTE
MODULACIÓN DIRECTA DE
LÁSERES DE SEMICONDUCTOR EN
SISTEMAS DE COMUNICACIONES
ÓPTICAS**

Alumna: María García Cárdenas

Tutora: Rocío Pérez de Prado

VºBº a la defensa del TFG

CONTENIDO

1	RESUMEN	12
1.1	Abstract.....	13
2	INTRODUCCIÓN	15
2.1	Motivación del trabajo	17
2.2	Estructura del Trabajo Fin de Grado	21
2.2.1	Capítulo 1: Resumen	21
2.2.2	Capítulo 2: Introducción	21
2.2.3	Capítulo 3: Objetivos.....	21
2.2.4	Capítulo 4: Materiales y métodos	22
2.2.5	Capítulo 5: Resultados y discusión	22
2.2.6	Capítulo 6: Conclusiones	22
2.2.7	Capítulo 7: Anexos.....	22
2.2.8	Capítulo 8: Referencias bibliográficas	22
3	OBJETIVOS.....	24
3.1	Objetivos generales	24
3.2	Objetivos específicos	25
4	MATERIALES Y MÉTODOS	27
4.1	Introducción histórica	27
4.2	Conceptos fundamentales de comunicaciones ópticas	28
4.2.1	Características de la fibra óptica	28
4.2.2	Bandas de frecuencias utilizadas	29
4.2.3	Pérdidas en la transmisión	30
4.2.4	Dispersión cromática.....	31
4.3	Trabajos relacionados.....	34
4.4	Laser de semiconductor y modulación directa.....	36
4.5	Pulsos fundamentales al principio de la fibra.....	44
4.5.1	Análisis de pulsos fundamentales no propagados sin chirp por modulación directa del láser	44

4.5.1.1	Definición temporal de pulsos gaussianos sin chirp	44
4.5.1.2	Definición temporal de pulsos super-gaussianos sin chirp	45
4.5.1.3	Definición espectral de pulsos gaussianos sin chirp	46
4.5.1.4	Definición espectral de pulsos super-gaussianos sin chirp	46
4.5.2	Análisis de pulsos fundamentales no propagados con chirp por modulación directa del láser	47
4.5.2.1	Definición temporal de pulsos gaussianos con chirp	47
4.5.2.2	Definición temporal de pulsos super-gaussianos con chirp	48
4.5.2.3	Definición espectral de pulsos gaussianos con chirp	49
4.5.2.4	Definición espectral de pulsos super-gaussianos con chirp	50
4.6	Ecuaciones básicas de propagación	50
4.7	Modelo de propagación mediante la Transformada de Fourier	53
4.8	Características de los pulsos propagados	56
4.8.1	Factor de ensanchamiento de los pulsos gaussianos	56
4.8.2	Factor de ensanchamiento de los pulsos super-gaussianos	59
4.8.3	Redistribución de frecuencias al final de la fibra	61
4.8.4	Producto BxL	61
5	RESULTADOS Y DISCUSIÓN	63
5.1	Pulsos fundamentales propagándose con dispersión de segundo orden	63
5.1.1	Pulsos Gaussianos propagándose con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$	64
5.1.2	Pulsos Super-Gaussianos propagándose con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$	90
5.2	Pulsos fundamentales propagándose con dispersión de tercer orden	108
5.2.1	Pulsos Gaussianos propagándose con $\beta_2 = 0$ y $\beta_3 \neq 0$	109
5.2.2	Pulsos Super-Gaussianos propagándose con $\beta_2 = 0$ y $\beta_3 \neq 0$	119
6	CONCLUSIONES	130
6.1	Líneas de futuro	132
7	ANEXOS	134
7.1	Anexo A: Manual de usuario de la herramienta de simulación	134
8	REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS	142

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 4.1. Sección transversal y de perfil del índice de refracción de fibra de salto de índice y fibra de índice gradual [6]	29
Figura 4.2. Espectro radioeléctrico [50]	29
Figura 4.3. Medida del espectro de pérdidas de una fibra de sílice monomodo [8]	30
Figura 4.4. Variación del índice de refracción n y del índice de grupo n_g con la longitud de onda para fibra de silicio [1].....	31
Figura 4.5. Variación de β_2 con la longitud de onda para fibra de silicio. El parámetro de $\beta_2=0$ cerca de $1.27\mu\text{m}$ [1].....	32
Figura 4.6. Recreación de propagación de pulsos en 2D	34
Figura 4.7. Recreación de propagación de pulsos en 3D	35
Figura 4.8. Láser de semiconductor con modulación directa utilizado para comunicaciones de fibra óptica [56]	37
Figura 4.9. Estructura de la unión p-n de un láser de semiconductor [55].....	38
Figura 4.10. a) Absorción b) Emisión espontánea c) Emisión estimulada [5]	39
Figura 4.11. Semiconductores de banda directa y de banda indirecta [55]	40
Figura 4.12. Recombinación de electrones y huecos en un láser de semiconductor a) Equilibrio térmico b) Voltaje aplicado [55]	41
Figura 4.13. Modulación OOK de un láser de semiconductor [4]	42
Figura 4.14. Esquema de la propagación del pulso en el dominio del tiempo y de la frecuencia a través de la fibra óptica.....	54
Figura 5.1. Gráfico de los experimentos llevados a cabo en las secciones 5.1.1 y 5.1.2	64
Figura 5.2. Análisis temporal simulación 1.....	65
Figura 5.3. Redistribución de frecuencias simulación 1	66
Figura 5.4. Análisis en frecuencia simulación 1	67
Figura 5.5. Análisis temporal simulación 2.....	68
Figura 5.6. Redistribución de frecuencias simulación 2	68
Figura 5.7. Análisis en frecuencia simulación 2	70
Figura 5.8. Análisis temporal simulación 3.....	71
Figura 5.9. Redistribución de frecuencias simulación 3	72
Figura 5.10. Análisis en frecuencia simulación 3	73
Figura 5.11. Análisis temporal simulación 4.....	74
Figura 5.12. Redistribución de frecuencias simulación 4	75
Figura 5.13. Análisis en frecuencia simulación 4	76

Figura 5.14. Análisis temporal simulación 5.....	77
Figura 5.15. Redistribución de frecuencias simulación 5	77
Figura 5.16. Análisis en frecuencia simulación 5	79
Figura 5.17. Análisis temporal simulación 6.....	80
Figura 5.18. Redistribución de frecuencias simulación 6	80
Figura 5.19. Análisis en frecuencia simulación 6	81
Figura 5.20. Análisis temporal simulación 7.....	82
Figura 5.21. Redistribución de frecuencias simulación 7	83
Figura 5.22. Análisis en frecuencia simulación 7	84
Figura 5.23. Factor de ensanchamiento respecto a una distancia normalizada con diferentes valores de chirp del láser y β_2 negativo	85
Figura 5.24. Variación del factor de chirp inicial con respecto a la distancia normalizada ($\beta_2 < 0$)	86
Figura 5.25. Análisis temporal simulación 8.....	87
Figura 5.26. Redistribución de frecuencias simulación 8	87
Figura 5.27. Análisis en frecuencia simulación 8	88
Figura 5.28. Factor de ensanchamiento respecto a una distancia normalizada con diferentes valores de chirp inicial y β_2 positivo	89
Figura 5.29. Variación del factor de chirp inicial con respecto a la distancia normalizada ($\beta_2 > 0$)	90
Figura 5.30. Análisis temporal simulación 9.....	91
Figura 5.31. Redistribución de frecuencias simulación 9	92
Figura 5.32. Análisis en frecuencia simulación 9	93
Figura 5.33. Análisis temporal simulación 10.....	94
Figura 5.34. Redistribución de frecuencias simulación 10	95
Figura 5.35. Análisis en frecuencia simulación 10	96
Figura 5.36. Análisis temporal simulación 11.....	97
Figura 5.37. Redistribución de frecuencias simulación 11	98
Figura 5.38. Análisis en frecuencia simulación 11	99
Figura 5.39. Análisis temporal simulación 12.....	100
Figura 5.40. Redistribución de frecuencias simulación 12	100
Figura 5.41. Análisis en frecuencia simulación 12	101
Figura 5.42. Análisis temporal simulación 13.....	102
Figura 5.43. Redistribución de frecuencias simulación 13	103
Figura 5.44. Análisis en frecuencia simulación 13	104
Figura 5.45. Análisis temporal simulación 14.....	105
Figura 5.46. Redistribución de frecuencias simulación 14	105

Figura 5.47. Análisis en frecuencia simulación 14	106
Figura 5.48. Factor de ensanchamiento respecto a una distancia normalizada con diferentes valores de m con chirp inicial positivo y β_2 negativo.....	107
Figura 5.49. Comparación del producto $B \times L$ entre un pulso Gaussiano y un pulso Super-Gaussiano.....	108
Figura 5.50. Gráfico de los experimentos llevados a cabo en las secciones 5.2.1 y 5.2.2	109
Figura 5.51. Análisis temporal simulación 15.....	110
Figura 5.52. Redistribución de frecuencias simulación 15	111
Figura 5.53. Análisis en frecuencia simulación 15	111
Figura 5.54. Análisis temporal simulación 16.....	112
Figura 5.55. Redistribución de frecuencias simulación 16	113
Figura 5.56. Análisis en frecuencia simulación 16	113
Figura 5.57. Análisis temporal simulación 17.....	114
Figura 5.58. Redistribución de frecuencias simulación 17	115
Figura 5.59. Análisis en frecuencia simulación 17	116
Figura 5.60. Análisis temporal simulación 18.....	117
Figura 5.61. Redistribución de frecuencias simulación 18	118
Figura 5.62. Análisis en frecuencia simulación 18	119
Figura 5.63. Análisis temporal simulación 19.....	120
Figura 5.64. Redistribución de frecuencias simulación 19	121
Figura 5.65. Análisis en frecuencia simulación 19	121
Figura 5.66. Análisis temporal simulación 20.....	122
Figura 5.67. Redistribución de frecuencias simulación 20	123
Figura 5.68. Análisis en frecuencia simulación 20	124
Figura 5.69. Análisis temporal simulación 21.....	125
Figura 5.70. Redistribución de frecuencias simulación 21	125
Figura 5.71. Análisis en frecuencia simulación 21	126
Figura 5.72. Análisis temporal simulación 22.....	127
Figura 5.73. Redistribución de frecuencias simulación 22	128
Figura 5.74. Análisis en frecuencia simulación 22	129
Figura 7.1. Aspecto inicial de la interfaz gráfica.....	134
Figura 7.2. Desglose del menú de hojas de características	135
Figura 7.3. Despliegue para la elección de tipo de estudio.....	136
Figura 7.4. Zona de selección de parámetros.....	137
Figura 7.5. Mensaje de ayuda para la elección de parámetros.....	137
Figura 7.6. Definición de los ejes de las gráficas	138

Figura 7.7. Resultados obtenidos	139
Figura 7.8. Gráfica de ayuda	139
Figura 7.9. Gráficas de la simulación realizada	140
Figura 7.10. Gráfica ampliada	141

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 5.1. Parámetros para la simulación 1.....	65
Tabla 5.2. Parámetros para la simulación 2.....	67
Tabla 5.3. Parámetros para la simulación 3.....	71
Tabla 5.4. Parámetros para la simulación 4.....	73
Tabla 5.5. Parámetros para la simulación 5.....	76
Tabla 5.6. Parámetros para la simulación 6.....	79
Tabla 5.7. Parámetros para la simulación 7.....	82
Tabla 5.8. Parámetros para la simulación 8.....	86
Tabla 5.9. Parámetros para la simulación 9.....	91
Tabla 5.10. Parámetros para la simulación 10.....	93
Tabla 5.11. Parámetros para la simulación 11.....	96
Tabla 5.12. Parámetros para la simulación 12.....	99
Tabla 5.13. Parámetros para la simulación 13.....	102
Tabla 5.14. Parámetros para la simulación 14.....	104
Tabla 5.15. Parámetros para la simulación 14.....	110
Tabla 5.16. Parámetros para la simulación 16.....	112
Tabla 5.17. Parámetros para la simulación 17.....	114
Tabla 5.18. Parámetros para la simulación 18.....	116
Tabla 5.19. Parámetros para la simulación 19.....	120
Tabla 5.20. Parámetros para la simulación 20.....	122
Tabla 5.21. Parámetros para la simulación 21.....	124
Tabla 5.22. Parámetros para la simulación 22.....	127

1 RESUMEN

Hoy día la fibra óptica es el medio de transmisión que proporciona mayor capacidad de transmisión a grandes distancias con costes relativamente bajos y con alta fiabilidad. Así, es un medio de transmisión clave en infraestructuras cableadas de telecomunicación que ofrecen servicios de banda ancha en la actualidad. Este Trabajo Fin de Grado (TFG) trata de realizar un estudio completo y simulación de la propagación de pulsos de luz en fibra óptica centrándonos en el análisis de la dispersión.

En la mayoría de las aplicaciones prácticas de comunicaciones ópticas, los pulsos se generan mediante modulación directa de láseres de semiconductor, ya que es un proceso simple y de bajo coste debido a que no se necesitan elementos intermediarios entre la luz del láser y el modulador. La modulación directa de luz de láseres de semiconductor en los transmisores ópticos y su propagación en las fibras ópticas conllevan efectos complejos de dispersión en los pulsos propagados como el chirp, que implican ensanchamientos en tiempo y espectro y redistribuciones de frecuencia de portadora. Estos efectos son un factor limitante del ancho de banda de transmisión al tener una repercusión directa en la interferencia intersímbolo (ISI), que afecta de forma crítica a la tasa de error de bit de los enlaces de comunicaciones ópticas. Por otro lado, tenemos que dependiendo de las características dispersivas del medio, y de la distancia recorrida, el efecto del chirp puede resultar incluso beneficioso para nuestro sistema si se utiliza de manera correcta.

Por todo lo expuesto, se pretende estudiar los principios de modulación directa de un láser semiconductor y recrear, partiendo de las ecuaciones elementales, la propagación de diferentes tipos de pulsos modulados de forma directa habituales en medios dispersivos (como es la fibra óptica) analizando la repercusión del ensanchamiento de los pulsos en espectro y tiempo y redistribución de frecuencias en función de las características del sistema de comunicaciones ópticas.

Para llegar a esto, es necesario realizar un estudio de los pulsos fundamentales, fuentes de semiconductor, modulación de un láser semiconductor, formatos de modulación y generación de formas de onda y ecuaciones de propagación de pulsos en presencia de dispersión. Después de esto se debe programar el código para la recreación de resultados, en este caso se utilizará MATLAB. A continuación se realizará una evaluación para analizar la consistencia y robustez de los resultados obtenidos en las diferentes condiciones de la fibra con una batería de experimentos cuyos parámetros fundamentales están comprendidos en el rango de trabajo habitual de este tipo de comunicaciones. Por último, para facilitar el manejo de la herramienta y la exposición de

los resultados, se elaborará una interfaz gráfica (GUI) a disposición del usuario que pudiera emplearse como herramienta docente. Los resultados experimentales obtenidos han sido contrastados y resultan coherentes con la teoría y demás estudios que se han realizado sobre la dispersión en medios como la fibra óptica.

1.1 Abstract

Nowadays optical fiber is the transmission medium that provides greater transmission capacity over long distances with relatively low costs and with high reliability. Thus, it is a key transmission medium in telecommunication wired infrastructures that offer broadband services at present. This thesis attempts to perform a complete study and simulation of the propagation of light pulses in fiber optics focusing on dispersion analysis.

In most practical applications of optical communications, pulses are generated by direct modulation of semiconductor lasers, because it is a simple and low-cost process owing to no intermediary elements are needed between the laser light and the modulator. Direct modulation of light from semiconductor lasers in optical transmitters and their propagation in optical fibers involves complex dispersion effects on propagated pulses such as chirp, which involve time and spectrum widening and carrier frequency distributions. These effects are a limiting factor of transmission bandwidth because have a direct impact on inter symbol interference (ISI), which critically affects the bit error rate of optical communications links. On the other hand, we have that depending on the dispersive characteristics of the medium, and the distance traveled, the effect of the chirp can even be beneficial to our system if used correctly.

For all of the above, it is intended to study the principles of direct modulation of a semiconductor laser and to recreate, starting from elementary equations, the propagation of different types of pulses directly modulated common in dispersive media (such as optical fiber) analyzing the repercussion of the broadening of the pulses in spectrum and time and frequency redistribution depending on the characteristics of the optical communications system.

To achieve this, it is necessary to make a study of the fundamental pulses, semiconductor sources, modulation of a semiconductor laser, modulation formats and generation of waveforms and equations of propagation of pulses in the presence of dispersion. After this student should program the code for the recreation of results, in this case student will use MATLAB. Then, an evaluation will be made to analyze the consistency and robustness of the results obtained in the different conditions of the fiber

with a battery of experiments whose fundamental parameters are included in the usual working range of this type of communications. Finally, to facilitate the management of the tool and the exposure of the results, a graphical user interface (GUI) that could be used as a teaching tool will be developed. The experimental results obtained have been contrasted and are consistent with the theory and other studies that have been carried out on dispersion in media such as optical fiber.

2 INTRODUCCIÓN

En esta sección introductoria se pretende motivar la realización de este TFG explicando brevemente la importancia del estudio y recreación de los sistemas de comunicaciones de fibra óptica en general, y de la dispersión de pulsos modulados de forma directa asociada en particular, que se realiza en este trabajo. Finalmente, esta sección presenta la estructura de esta memoria.

Los sistemas de comunicaciones ópticas en la actualidad se encuentran en una etapa de gran auge y expansión fundamentalmente en el despliegue de infraestructuras que permitan comunicaciones de banda ancha a grandes distancias. Debido a la digitalización, es un hecho que el número de datos incrementa de forma constante, esto quiere decir que la cantidad de datos que se comparte es cada vez mayor y esto requiere que la transmisión de datos también lo sea, además de que estos datos son cada vez más pesados. Por esto se hace cada vez más necesario incrementar el ancho de banda para mejorar la calidad que se ofrece al usuario. Hoy día, el mercado actual de fibra, con el 29.7% del total de usuarios de banda ancha, lidera el aumento de clientes en Europa, ya que la fibra óptica hasta el hogar se ha incrementado en 1'8 millones de líneas y ha alcanzado 5 millones de conexiones. La velocidad media de conexión en España en general también ha aumentado por el gran despliegue de fibra óptica que se ha realizado durante los últimos años.

Estos sistemas de telecomunicaciones se pueden clasificar de forma general en dos categorías según la distancia, de recorrido largo o corto, dependiendo de si la señal óptica se transmite a través de largas o cortas distancias en comparación con las distancias típicas interurbanas que rondan los 100km. Los sistemas de telecomunicaciones de larga distancia requieren líneas de alta capacidad y esta propiedad la ofrecen los sistemas de fibra óptica. Los sistemas de telecomunicación por fibra óptica son capaces de operar a tasas de bits y distancias mayores que el resto de sistemas de telecomunicación cableados. Por ejemplo, si comparamos estos sistemas con otros como los sistemas de cable coaxial, en los sistemas ópticos la separación del repetidor es mayor y también la tasa de transmisión. También tenemos que con los sistemas de comunicaciones ópticas se pueden alcanzar distancias de transmisión de miles de kilómetros mediante el uso de repetidores regenerativos que permiten compensar la dispersión y la atenuación y resincronizar los pulsos de luz. Por otro lado, los sistemas de telecomunicaciones para cubrir cortas distancias (del orden de un núcleo urbano), son sistemas que operan a una tasa de transmisión baja y con alcance de menos de 10km. Así por ejemplo, una red digital de banda ancha de servicios integrados

requiere de un sistema de alta capacidad capaz de llevar múltiples servicios y los sistemas de comunicaciones de fibra óptica, son capaces de satisfacer los requerimientos de distribución de ancho de banda.

Así, el principal atractivo de las comunicaciones a través de fibra ópticas es que con estos sistemas, se permite un ancho de banda bastante mayor que los sistemas por cable o sistemas por ondas de radio, ya que la frecuencia de la portadora de la señal óptica está comprendida en el rango de 10^{13} Hz a 10^{16} Hz . El ancho de banda dado para los sistemas anteriores son de 500 MHz y 700 MHz respectivamente. Es cierto, que no se aprovecha completamente el ancho de banda en los sistemas de fibras ópticas, pero permite la modulación de varios gigahercios durante aproximadamente cien kilómetros y cientos de megahercios durante aproximadamente trescientos kilómetros sin utilizar repetidores. Para aprovechar mejor el ancho de banda, es posible utilizar diferentes portadoras ópticas en paralelo sobre la misma fibra, cada una con diferente longitud de onda central, el único inconveniente es que está limitado para fuentes ópticas de anchura espectral pequeña.

También es importante destacar que el factor de atenuación durante la transmisión de señales es un parámetro muy importante en la fibra sobre el que se ha trabajado mucho durante los últimos veinte años, dando como resultado unas fibras con muy baja atenuación o pérdidas de transmisión. Estas están en torno a los 0.2 dB/km y es una gran ventaja de los sistemas de comunicaciones a través de fibra óptica, ya que se consigue mayor separación entre los enlaces, lo que implica una reducción del número de repetidores intermedios o amplificadores de línea para incrementar la potencia de la señal.

Además de la gran capacidad de transmisión a largas distancias de los sistemas de comunicaciones por fibra, una de las múltiples ventajas que presentan los sistemas de comunicaciones ópticas es la inmunidad a interferencias y modulación cruzada. La fibra óptica es completamente inmune a las interferencias electromagnéticas (EMI), interferencias de radiofrecuencia (RFI) o transitorios de conmutación ya que están hechas de un material dieléctrico capaz de transmitir pulsos de luz. Tampoco existe interferencia óptica entre fibras (modulación cruzada), que se traduce en el traspaso de señal de una fibra a otra. Gracias a esta gran ventaja las fibras pueden cablearse juntas. Otra característica de las fibras ópticas es que están por general fabricadas de cristal de silicio o plástico, ambos materiales, cuyo coste es bajo. Además, estas fibras tienen diámetros muy pequeños y están protegidas por un revestimiento que las hacen más pequeñas y menos pesadas que los cables de cobre. Las fibras pueden fabricarse con resistencias a la tracción muy grandes y pueden ser dobladas hasta radios muy pequeños o entrelazarse sin sufrir daños. Esto es una gran ventaja para desplegar este tipo de

sistemas principalmente en zonas de especial dificultad de acceso. Además, el fenómeno de la reflexión total interna es la responsable de que los pulsos de luz viajen a través de la fibra con sucesivas reflexiones, guiando la luz, por tanto no se radia. Esto significa que no se puede obtener una señal óptica que se ha transmitido de otra manera que no sea invasiva, es decir, extrayendo potencia óptica. Si esto se intenta es fácilmente detectable lo que hace de este tipo de comunicación altamente segura para las señales e información que se transmiten.

Así, dada las importantes ventajas de los sistemas de comunicaciones ópticas que hemos comentado, es posible comprender la importancia del estudio y comprensión de estos sistemas, a partir lo cual puede mejorarse su eficiencia.

2.1 Motivación del trabajo

Todos los pulsos que se propagan a través de una fibra óptica, se ven afectados por el efecto de la dispersión. Específicamente, en este trabajo se estudian los efectos de la dispersión cromática que es la dominante en las fibras monomodo que se emplean en la mayoría de sistemas de comunicaciones ópticas de banda ancha. Este efecto se caracteriza principalmente porque causa un ensanchamiento temporal, espectral y una redistribución de frecuencias de dichos pulsos conocido como chirp cromático y a causa de esto se puede generar interferencia entre símbolos (ISI). Al aparecer el problema del ISI podemos ver altamente afectada la capacidad de transmisión de la señal al ser transmitida. Además, es muy habitual en los sistemas por fibra óptica de banda ancha actuales que los pulsos que se transmiten sean modulados de forma directa mediante láseres de semiconductor que muy frecuentemente también introducen efectos de chirp o redistribuciones de frecuencia asociados a modificaciones en la anchura temporal y espectral de los pulsos. Estos efectos de chirp debidos a la modulación directa generalmente empeoran los efectos de chirp originados únicamente por la propagación en un medio dispersivo o chirp cromático, aunque también, mediante un correcto modelado pueden contrarrestarlos y servir como herramienta para mejorar la ISI.

Para entender mejor el efecto de la dispersión cromática en la transmisión de los pulsos a través de una fibra óptica monomodo, vamos a considerar un pulso con un determinado ancho espectral. Cada componente espectral del pulso, mientras recorre la fibra, ve modificada su velocidad ya que esta depende de la longitud de onda al considerar un medio dispersivo. Es decir, los medios dieléctricos pueden ser dispersivos y por tanto, los índices de refracción y la constante dieléctrica del medio no son

constantes con la frecuencia, sino que tienen cierta dependencia con esta. Tenemos la constante dieléctrica del medio, $\varepsilon = \varepsilon(\omega)$ y el índice de refracción, $n = n(\omega)$, lo que da lugar a la dispersión cromática o intramodal. Para comprender este efecto dispersivo que aparece en la propagación, es necesario introducir los conceptos de velocidad de fase y velocidad de grupo de los que dependen el índice de refracción de la fibra y la constante de propagación y estos a su vez dependen de la longitud de onda de trabajo. Se define la velocidad de grupo como:

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} \quad (1)$$

Por tanto el índice de refracción de la fibra varia de forma no lineal de la siguiente forma:

$$n_g = \frac{c}{v_g} = c \frac{d\beta}{d\omega} = c \frac{d(k_0 n)}{d\omega} = n + \omega \frac{dn}{d\omega} = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (2)$$

En la ecuación anterior se observa como el índice de refracción varía con la longitud de onda de trabajo y por tanto tiene dependencia con la frecuencia, ya que $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$.

A partir de esto, tenemos que la constante de propagación β tiene también dependencia con la frecuencia y que este se puede desarrollar por medio de la serie de Taylor, al considerar que las desviaciones de frecuencia respecto de la frecuencia de portadora son pequeñas. Esta expansión refleja claramente la dependencia con ω , traducándose esto en dispersión, es decir, cada componente espectral observa una constante de propagación distinta y por lo tanto, viaja a una velocidad distinta.

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

Se muestra a continuación la ecuación de una onda plana monocromática propagándose, en la cual puede verse claramente su relación con la constante de propagación.

$$E(z, t) = E_0 e^{j(\omega_0 t - \beta z)} \quad (4)$$

Esta onda plana viaja con una velocidad de fase que se define del índice de refracción y de la constante de propagación, ambas dependientes de la frecuencia.

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{n(\omega)} \quad (5)$$

En la mayoría de las aplicaciones de interés, no es necesario considerar todos los términos. Analizando por separado los diferentes componentes de la ecuación (3) en las que nos vamos a centrar del coeficiente de dispersión, el parámetro β_2 es el que representa la dispersión por velocidad de grupo (GVD) o dispersión cromática y es el responsable del ensanchamiento de los pulsos de forma mayoritaria y además causa una redistribución en sus frecuencias, es decir, los efectos asociados al chirp cromático. Por otro lado, cuando el pulso se propaga cerca de la longitud de onda de dispersión cero, el término β_3 se hace dominante. Este parámetro se denomina parámetro de dispersión de tercer orden (TOD) y aparece para distorsionar los pulsos ultracortos. Dicho término solo aparece para pulsos con determinadas características, ya que solo afecta a pulsos que presentan anchuras menores que $1ps$ y además debe darse la condición de trabajar cerca de la longitud de onda de dispersión cero para que así la dispersión de segundo orden sea nula y sea la de tercer orden la dispersión dominante. Este efecto es el que de manera muy negativa modifica el pulso deformándolo hacia un lado u otro, dependiendo del signo de este parámetro y crea además un rizo en la cola del pulso hacia el lado que se desvía, perdiendo así su simetría.

Como hemos comentado anteriormente, otro inconveniente que se presenta en las comunicaciones de alta velocidad, que además es una característica primaria en las comunicaciones a través de fibra óptica, es el presente en la señal al ser modulada directamente por el láser, el chirp debido al efecto de modulación del láser. El chirp debido a la modulación directa de los pulsos es la variación de la frecuencia del láser al

modular el pulso de salida y junto con la dispersión cromática pueden limitar altamente la capacidad del sistema. No obstante, por otro lado tenemos que este puede contrarrestar la propia dispersión por velocidad de grupo o cromática que aparece en la propagación dependiendo de las características de cada uno de sus efectos.

Ambos efectos de chirp cromáticos y por modulación directa asociados a ensanchamientos son muy frecuentes en los sistemas de comunicaciones ópticas actuales debido, tanto a los procedimientos de modulación en la transmisión, como a los materiales dispersivos con los que se fabrican las fibras ópticas. Así, la principal motivación de este TFG, es realizar un análisis exhaustivo de la propagación de pulsos modulados de forma directa en medios dispersivos para poder llegar a entender y simular su comportamiento, sirviendo como base para intentar reducir los problemas anteriormente descritos en la medida de lo posible con diferentes técnicas aplicadas a la modulación directa del pulso en el láser y caracterizar el ancho de banda y longitud alcanzables con la fibra óptica. De esta manera, el análisis y recreación de la dispersión puede emplearse no solo para evitar su aparición sino para que sirva como mecanismo de mejora de las propiedades del sistema de comunicaciones. Así por ejemplo, como podremos comprobar más adelante, si el efecto del chirp debido al láser es de signo opuesto al parámetro β_2 y por tanto, de signo contrario al chip debido a la dispersión cromática, podremos comprobar cómo se reduce el ensanchamiento que se produce en el pulso debido a la dispersión y por tanto, el ISI. En el caso contrario, que estos dos parámetros tengan signos iguales, observaremos como se acentúa incluso más el problema de la dispersión y se obtienen pulsos más anchos aumentando así el ISI.

Con la realización de una amplia batería de simulaciones y experimentos con diferentes rangos habituales de los parámetros característicos, se presentará detalladamente el comportamiento de la propagación de los pulsos de luz en medios dispersivos caracterizándolos en aspectos temporales, espectrales y de redistribución de frecuencia debidos a los efectos asociados al chirp cromático y por modulación directa del láser y proporcionando el valor del producto ancho de banda por longitud, $B \times L$, que ofrece la fibra óptica. Se considerarán diferentes tipos de pulsos más representativos para también poder así realizar una comparación entre ellos. Además, se creará una interfaz gráfica de usuario para facilitar la exposición de los resultados con dicha herramienta y permitir el estudio de forma autónoma e intuitiva de los efectos.

Finalmente, cabe destacar que existen numerosos recursos para estudiar los efectos que se producen en la fibra óptica. Sin embargo, ninguna de las herramientas encontradas son soluciones de código abierto ni de software libre. De esta forma, no son soluciones accesibles para todos los usuarios y no es posible ni conocer cómo se implementan las funciones ni ampliar las utilidades en función de las características a

estudiar. El software finalmente desarrollado en este TFG permite la representación espectral de los pulsos y la visualización de la redistribución de frecuencias, estos estudios no se realizan en los recursos encontrados, solo se centran en el estudio temporal. Al usuario se le facilitará algunos parámetros que son básicos conocerlos, como la distancia mínima a la que la anchura temporal del pulso es mínima y el ancho de banda es máximo o el producto $B \times L$. Esta interfaz gráfica de usuario completa será accesible para todos los usuarios ya que podrán conocer las funciones implementadas para realizar sus propios estudios y poder utilizarlos como base para implementar otras utilidades.

2.2 Estructura del Trabajo Fin de Grado

A continuación se presenta la estructura de este TFG, comentando brevemente en que se centra cada capítulo.

2.2.1 Capítulo 1: Resumen

En este capítulo se muestra un resumen junto con un abstract del TFG, exponiendo la metodología a seguir para conseguir llevarlo a cabo.

2.2.2 Capítulo 2: Introducción

Es un capítulo introductorio al trabajo que se presenta. En este se expone una presentación de las principales ventajas de los sistemas de comunicaciones ópticas para centrarse en las características y problemas específicos de propagación y dispersión que vamos a analizar en este tipo de sistemas. Por lo tanto, éste es un capítulo que motiva brevemente este TFG contextualizando los problemas y haciendo una pequeña mención al objeto, originalidad y estructura del trabajo.

2.2.3 Capítulo 3: Objetivos

En este capítulo se describen una serie de objetivos, tanto específicos como generales que se consiguen en este TFG.

2.2.4 Capítulo 4: Materiales y métodos

En el capítulo 4 se realiza una introducción más en profundidad sobre los sistemas de comunicaciones ópticos, empezando con un breve resumen histórico y dejando claros todos los conceptos importantes que son fundamentales en las comunicaciones ópticas. A continuación se detallarán los materiales necesarios para realizar el estudio y la simulación de la propagación de pulsos de luz en medios dispersivos modulados de forma directa y la metodología a seguir para realizar dicho estudio, teniendo en cuenta el estado del arte y los trabajos relacionados.

2.2.5 Capítulo 5: Resultados y discusión

En este capítulo se muestra una amplia batería de simulaciones y experimentos para los distintos tipos de pulsos más característicos, cuyos parámetros están comprendidos en los habituales de trabajo para este tipo de comunicaciones, cuando les afectan distintos órdenes de dispersión y factores de chirp por láser. Se realiza también una comparativa entre ellos y se analizarán los resultados obtenidos.

2.2.6 Capítulo 6: Conclusiones

En el capítulo 6 se expondrán una serie de conclusiones y resultados en vista de la batería de simulaciones y experimentos del capítulo 5. Al final de este capítulo se podrá encontrar una ampliación en vista a líneas futuras.

2.2.7 Capítulo 7: Anexos

En dicho capítulo se muestra un anexo que sirve para la interpretación y el correcto manejo de la herramienta que permite la visualización de la propagación de los pulsos fundamentales de luz cuando se ven afectados por la dispersión y modulación directa desde el punto de vista espectral, temporal y de distribución de frecuencia.

2.2.8 Capítulo 8: Referencias bibliográficas

En este último capítulo se mostrará la bibliografía en la que me he apoyado para poder realizar este TFG. Basándome en esta bibliografía he llegado a un mejor entendimiento de la propagación de los pulsos de luz dentro de la fibra óptica que son

generados mediante modulación directa de láser de semiconductor y he podido corroborar que los resultados obtenidos son los correctos.

3 OBJETIVOS

El principal objetivo de este TFG es poder estudiar en profundidad los pulsos de luz que son generados mediante modulación directa y que seguidamente se propagan a través de la fibra óptica sufriendo los efectos de la dispersión cromática o ensanchamiento espectral y temporal y redistribución en frecuencia o chirp. Además, antes de comenzar la propagación, al realizar la modulación directa, la señal generalmente ya presenta chirp, lo que también se traduce en una redistribución de frecuencias que está asociado a una modificación de la anchura espectral y temporal de los pulsos. Así, tanto los efectos dispersivos de la fibra como de modulación del láser se traducen en ensanchamientos temporales y espectrales y de distribución de frecuencia que pueden provocar ISI. El fenómeno de la ISI afecta de forma muy crítica a la tasa de transmisión y a la tasa de error de bit. De esta manera, tanto el de la dispersión que aparece en la propagación, como el del chirp que aparece en la modulación directa de la señal, resultan en general perjudiciales para un enlace de comunicaciones ópticas, pero, puede llegar a contrarrestarse en función de la características dispersivas del medio y de la distancia recorrida, detectando incluso que en determinadas ocasiones se produce un estrechamiento de la señal transmitida. Por todo esto, se quiere indagar en estos fenómenos y así intentar que sean beneficiosos para el sistema de comunicaciones.

3.1 Objetivos generales

Se definen como objetivos generales:

- ✓ El estudio completo y recreación de la propagación de pulsos de luz en medios dispersivos de comunicaciones ópticas.
- ✓ El estudio y recreación de los efectos de la modulación directa de un láser semiconductor en la propagación de pulsos en medios dispersivos.

Partiendo de estas dos principales premisas, a continuación se detalla una serie de objetivos más específicos.

3.2 Objetivos específicos

1. En primer lugar se realizará un estudio sobre los pulsos fundamentales más representativos en los sistemas de comunicaciones ópticas, tanto en el dominio del tiempo como en el de la frecuencia y así conocer sus principales parámetros. Las formas de onda que se han considerado interesantes para realizar este estudio han sido los pulsos Gaussianos, pulsos Super-Gaussianos y los dos anteriores con chirpeado por modulación directa del láser. Este primer estudio se ha llevado a cabo al principio de la fibra ($z = 0 \text{ km}$), cuando todavía no existe propagación. Para ellos se lleva a cabo un estudio de las fuentes de semiconductor, la modulación de este tipo de láser, los formatos de modulación y la generación de las formas de onda.
2. Después, se realiza un estudio de la ecuación de propagación de pulsos anteriores en presencia de dispersión cromática. Aquí se debe comprender el análisis de propagación de los pulsos con diferentes características dispersivas (pulsos donde el parámetro β_3 es despreciable frente a β_2 , pulsos donde β_3 no es despreciable, tanto para pulsos Gaussianos como para pulsos Super-Gaussianos) desde el punto de vista de ensanchamiento temporal, espectral y de redistribución de frecuencias. Conociendo las características dispersivas del medio y los efectos que se han producido en estas señales durante la propagación podemos obtener la tasa de transmisión que se ha conseguido alcanzar.
3. Una vez adquiridos los conocimientos anteriores, se procede a la programación del código para la recreación de los resultados.
4. Tras la finalización de la programación del código, este se someterá a una fase de evaluación para analizar la consistencia de los resultados obtenidos en las diferentes condiciones de la fibra.
5. Después se elaborará una interfaz gráfica que permita variar los parámetros dentro de los rangos característicos de los pulsos a cualquier usuario. Con esto se consigue un analizador de propagación para pulsos Gaussianos y Super-Gaussianos que pueden presentar cierto factor de chirp debido a la generación de los pulsos mediante modulación directa y que al propagarse por

una fibra óptica se ven afectados por la dispersión. Es importante ofrecer al usuario cual es el producto BxL que pueden conseguir en función del factor de chirp que tienen sus pulsos debido a la modulación y de las características dispersivas de la fibra.

6. Por último se desarrollará la memoria que cuenta con anexos de manuales para el usuario. Para la elaboración de esta memoria se deberá tener en cuenta las normas de estilo y escritura que dictan la Escuela Politécnica Superior de Linares [51].

4 MATERIALES Y MÉTODOS

Este capítulo empieza con un breve resumen histórico y la exposición de todos los conceptos importantes que son fundamentales en las comunicaciones ópticas. También se detallarán los materiales necesarios para realizar el estudio y la simulación de la propagación de pulsos de luz en medios dispersivos modulados de forma directa y la metodología a seguir para conseguir el modelo implementado después de realizar un análisis de la dispersión y la propagación que se produce en fibras ópticas. Además, se tienen en cuenta los trabajos relacionados en el análisis y recreación de pulsos.

4.1 Introducción histórica

Desde el siglo XIX se conoce el fenómeno de la reflexión total interna, este es el encargado de guiar la luz a través de la fibra óptica. Aunque sobre el año 1920 se comenzó a fabricar fibras de vidrio sin revestimiento, no es hasta el año 1950 cuando realmente surge la fibra óptica debido a la incorporación del revestimiento que mejora notablemente las características de la fibra. En la década siguiente, 1960, es cuando el campo de la fibra óptica comienza a crecer, con el principal objetivo de transmitir imágenes a través de la fibra óptica, pero las pérdidas que se producían eran de más de 1000 dB/km . En la década de 1970, se consigue una reducción de estas pérdidas a menos de 20 dB/km por la aparición de las fibras de silicio. El año 1979 es muy importante porque se produce un gran avance en la tecnología de fabricación, mediante la cual se consiguen unas pérdidas de 0.2 dB/km trabajando en una longitud de onda de $1.55 \mu\text{m}$. Estas pérdidas vienen limitadas principalmente por el fenómeno de dispersión de Rayleigh.

La fibra de silicio de bajas pérdidas, supone un avance tanto en el campo de las comunicaciones ópticas como para la fibra óptica no lineal. Los fenómenos de dispersión de Raman y Brillouin se estudiaron en 1972 y a partir de ahí se empezaron a estudiar otros fenómenos no lineales como la birrefringencia, el mezclado de cuatro ondas y la auto modulación de fase. En 1973 se descubrió que la fibra óptica se puede apoyar en los pulsos soliton, que son el resultado de la interacción entre los efectos no lineales y los efectos dispersivos de la fibra. Es en la década de 1980 cuando surgen avances tanto en la generación como en el control de pulsos ópticos ultracortos. En esta década también

se desarrolló la compresión de los pulsos y técnicas de conmutación óptica que se experimentan en los efectos no lineales.

Más tarde, en la década de los 1990, se comenzó a dopar la fibra óptica con el fin de crear amplificadores y láseres. Estos suelen operar a una longitud de onda de $1.55\ \mu m$ y pueden ser utilizados para la compensación de pérdidas. A partir de aquí se realizan una serie de cambios en la estructura de la fibra que afectan a la dispersión y debido a esto la longitud de onda a la que la dispersión por velocidad de grupo es nula se desplaza hacia la región visible. Los efectos no lineales se han mejorado notablemente gracias a la reducción del núcleo después del año 2000.

4.2 Conceptos fundamentales de comunicaciones ópticas

4.2.1 Características de la fibra óptica

Una fibra óptica está compuesta generalmente por un núcleo central de vidrio protegido por una cubierta cuyo índice de refracción es inferior que el índice de refracción del núcleo. Hay dos clasificaciones principales para las fibras ópticas referidas a su núcleo, la primera de ellas es la fibra de salto de índice y la segunda se denomina fibra de índice gradual. En la fibra de salto de índice, el índice de refracción cambia bruscamente entre el núcleo y el revestimiento, mientras que en la fibra de índice gradual, el índice de refracción del núcleo decrece gradualmente desde el centro hasta el límite del núcleo. A continuación se muestran estos dos tipos de fibra óptica atendiendo al comportamiento de sus índices de refracción.

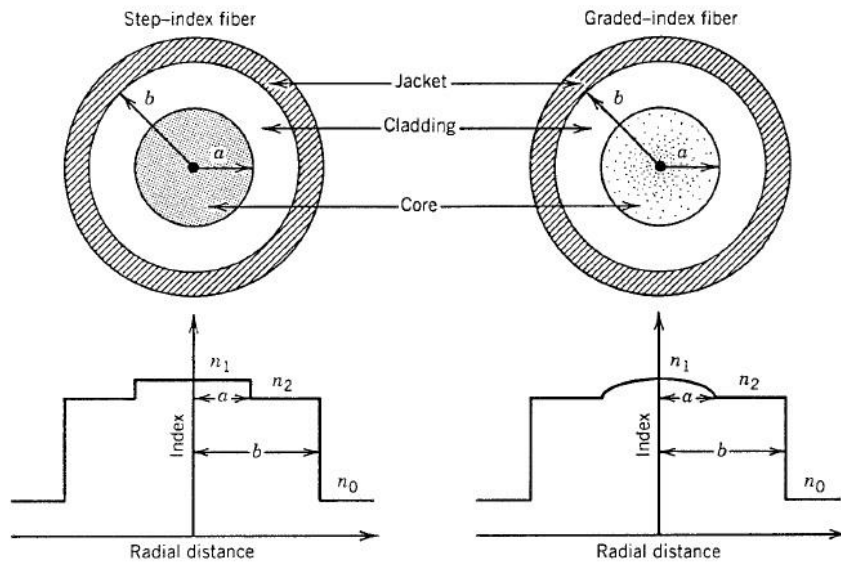


Figura 4.1. Sección transversal y de perfil del índice de refracción de fibra de salto de índice y fibra de índice gradual [6].

4.2.2 Bandas de frecuencias utilizadas

Las comunicaciones ópticas tienen lugar en la región del infrarrojo cercano del espectro electromagnético. Este rango se divide en cuatro ventanas quedando de la siguiente manera: 1º ventana corresponde con 850 nm, 2º ventana con 1310 nm, 3º ventana con 1550 nm y 4º ventana con 1700 nm.

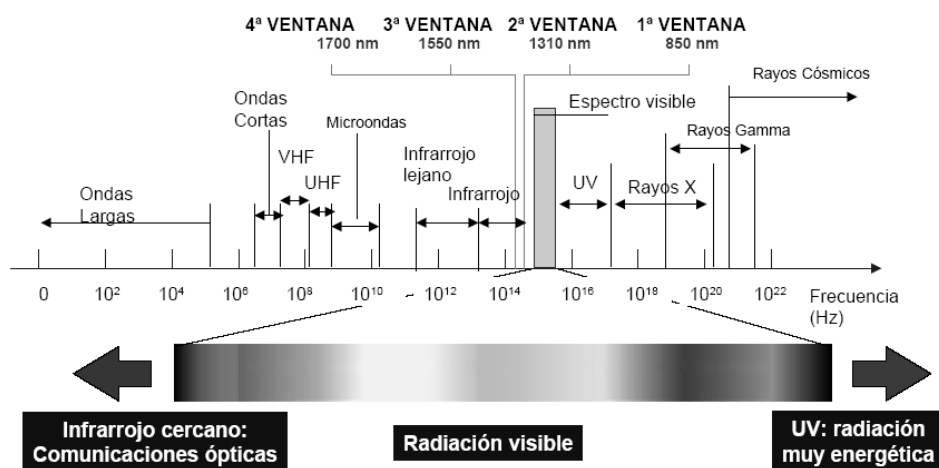


Figura 4.2. Espectro radioeléctrico [50].

4.2.3 Pérdidas en la transmisión

La pérdida de potencia durante la transmisión de señales es un parámetro muy importante en la fibra. Si P_0 es la potencia de entrada a la fibra de longitud L , la potencia transmitida P_T está dada por:

$$P_T = P_0 e^{-\alpha L} \quad (6)$$

Tenemos que α es la constante de atenuación que representa las pérdidas totales de la fibra procedentes de todas las fuentes. Se suele medir en dB/km quedando la expresión siguiente:

$$\alpha_{\text{dB}} = -\frac{10}{L} \log \frac{P_T}{P_0} = 4.434\alpha \quad (7)$$

Cabe destacar, que las pérdidas de la fibra también dependen de la longitud de onda de trabajo, así tenemos que las pérdidas son altas para longitudes de onda cortas.

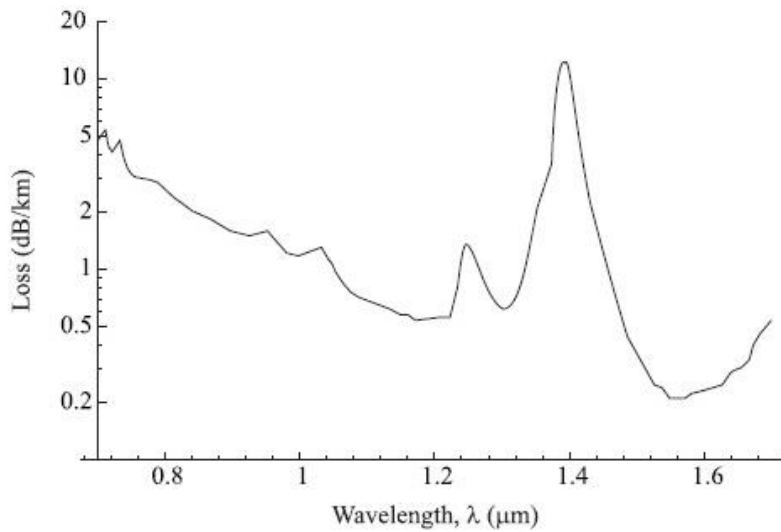


Figura 4.3. Medida del espectro de pérdidas de una fibra de sílice monomodo [8].

4.2.4 Dispersión cromática

Cuando una onda electromagnética interactúa con los electrones que existen en el dieléctrico, la respuesta de esta depende de la frecuencia ω . Esto quiere decir que la dispersión cromática aparece por la dependencia que existe del índice de refracción $n(\omega)$. La dispersión cromática está relacionada con las frecuencias de resonancia en las cuales el medio absorbe la radiación electromagnética a través de oscilaciones de electrones. Cuando trabajamos lejos de resonancias medias, el índice de refracción se puede aproximar por la ecuación de Sellmeier dada a continuación.

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (8)$$

El sumatorio de la ecuación (8) se extiende por todas las resonancias del material que contribuyen al rango de frecuencias de interés. En el caso de la fibra óptica, los parámetros ω_j y B_j se obtienen experimentalmente mediante el ajuste de la dispersión que se puede medir de las curvas correspondientes a la ecuación (8) con $m = 3$ y dependiendo de los elementos del núcleo.

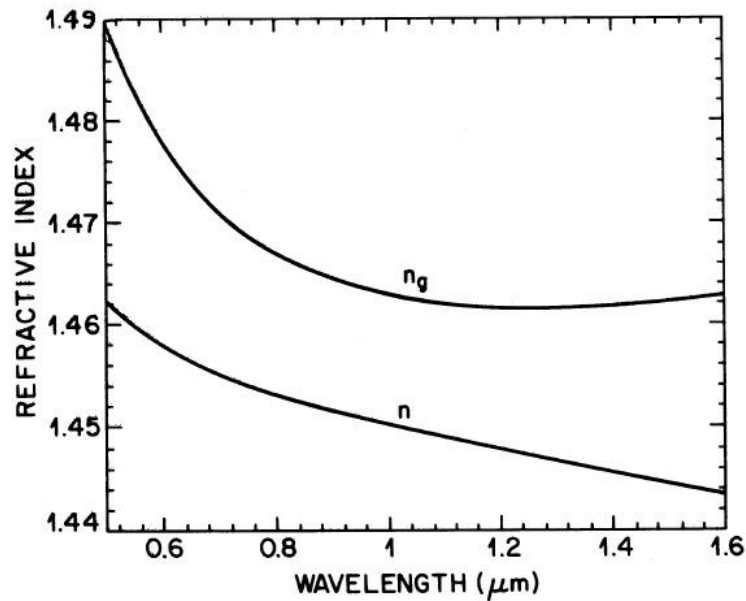


Figura 4.4. Variación del índice de refracción n y del índice de grupo n_g con la longitud de onda para fibra de silicio [1].

La dispersión de la fibra es imprescindible para la propagación de pulsos ópticos, ya que, las diferentes componentes espectrales se relacionan con la velocidad a la que viaja el pulso mediante $c/n(\omega)$. Cuando los efectos lineales no son importantes, el ensanchamiento de los pulsos por dispersión, puede ser perjudicial para la comunicación.

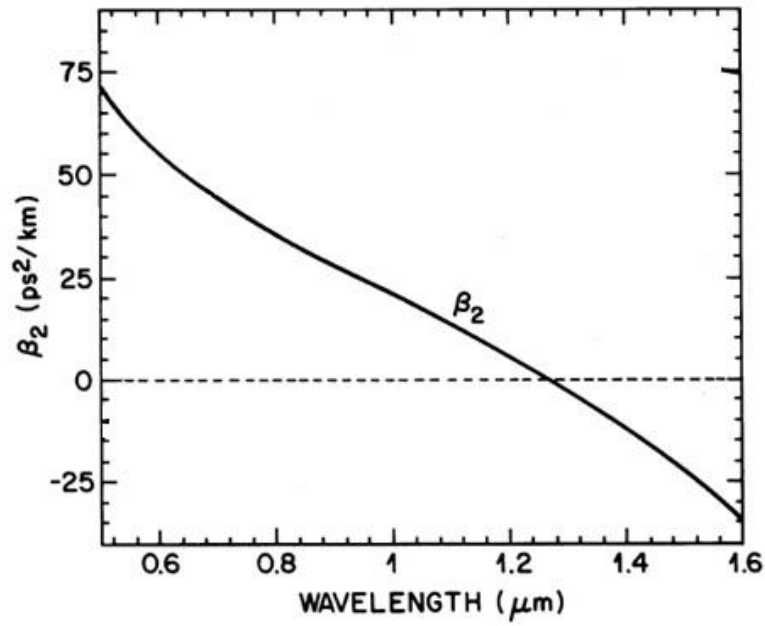


Figura 4.5. Variación de β_2 con la longitud de onda para fibra de silicio. El parámetro de $\beta_2=0$ cerca de $1.27\mu m$ [1].

De la figura (4.5) se puede observar como para una longitud de onda de aproximadamente $1.27\mu m$ el parámetro β_2 es cero y a partir de este valor, empieza a ser negativo para longitudes de onda mayores.

Para entender mejor el efecto de la dispersión, vamos a desarrollar la constante de propagación mediante la serie de Taylor con respecto a la frecuencia a la que se centra el pulso ω_0 :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (9)$$

Donde

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (10)$$

Los parámetros β_1 y β_2 están relacionados con el índice de refracción n y sus derivadas a través de la relación:

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (11)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) \quad (12)$$

Donde n_g es el índice de grupo y v_g es la velocidad de grupo. Físicamente, la envolvente del pulso se mueve a la velocidad de grupo, mientras que el parámetro β_2 representa la dispersión de la velocidad de grupo y es la responsable del ensanchamiento del pulso, que es en el estudio que nos vamos a centrar.

Como ya hemos mencionado antes, alrededor de la longitud de onda $1.27\mu\text{m}$, el parámetro β_2 es nulo, a esta longitud de onda se le denomina longitud de onda de dispersión nula, $\lambda = \lambda_D$. La propagación del pulso cerca de esta longitud de onda, requiere del término cúbico que aparece en el desarrollo de la ecuación (9). El término β_3 , se denomina, parámetro de dispersión de tercer orden (TOD). Este tipo de efectos dispersivos de orden superior puede distorsionar los pulsos ópticos ultracortos (anchura del pulso menor de 1ps), tanto en el régimen lineal como no lineal. Se requiere este término solo cuando la longitud de onda λ se aproxima a λ_D con una variación de nanómetros.

Los efectos no lineales en la fibra óptica pueden presentar comportamientos diferentes dependiendo del signo del parámetro GVD. Tenemos que para longitudes tales que $\lambda < \lambda_D$, se dice que la fibra presenta dispersión normal, $\beta_2 > 0$ (como se puede observar en la figura (4.5)). En el régimen de dispersión normal, las componentes de

frecuencias altas de un pulso óptico viajan más lentas que las componentes de frecuencias bajas del mismo pulso. Por otro lado, ocurre lo contrario en el régimen de dispersión anómalo en el que $\beta_2 < 0$ y $\lambda > \lambda_D$. El régimen de dispersión anómalo es de gran interés para el estudio de efectos no lineales, ya que es un régimen que soporta solitons por el equilibrio existente entre los efectos dispersivos y no lineales.

4.3 Trabajos relacionados

Tras una búsqueda en diferentes medios para encontrar una herramienta que permita al usuario realizar un estudio de la propagación y la dispersión que se crea en esta para diferentes tipos de pulsos, cabe destacar que no se ha encontrado ningún programa que permita hacer esto de manera tan libre a la hora de la elección de parámetros y la representación de los resultados tan específicos para estos problemas como el que se muestra en este TFG.

En el caso de la propagación de pulsos gaussianos y super-gaussianos he dado con un laboratorio virtual desarrollado por D. Daniel Pastor Abellán, profesor catedrático de la Universidad Politécnica de Valencia. Dicho laboratorio virtual se encuentra en el siguiente enlace: https://laboratoriosvirtuales.upv.es/eslabon/prop_pulsos/.

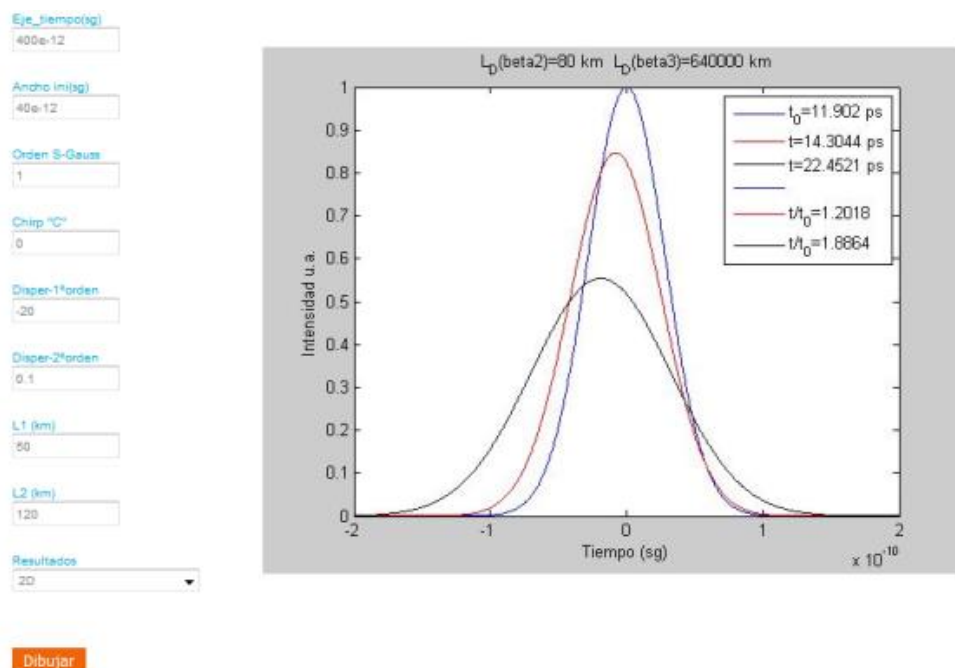


Figura 4.6. Recreación de propagación de pulsos en 2D.

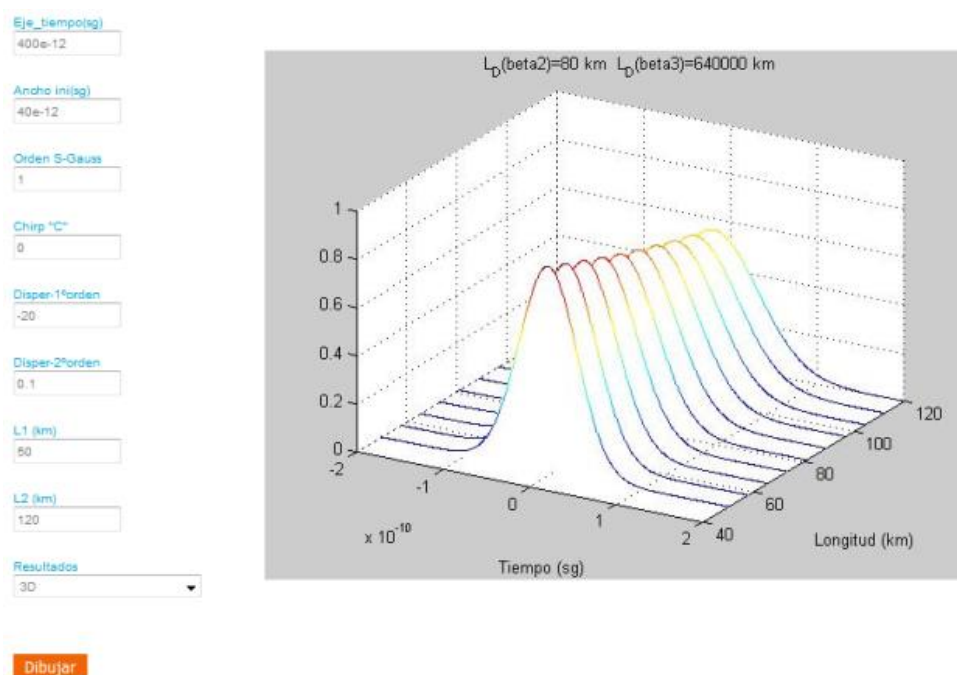


Figura 4.7. Recreación de propagación de pulsos en 3D.

Este permite la representación temporal de pulsos gaussianos y super-gaussianos cuando se propagan a través de una fibra óptica, pudiendo variar el eje de tiempos, la anchura inicial del pulso, el parámetro m característico de los pulsos super-gaussianos, los parámetros de dispersión de segundo y tercer orden, y por último se permite introducir dos distancias para representar el pulso además del pulso sin propagar (a una distancia $z = 0 \text{ km}$). Todo esto con dos opciones tanto en 2 dimensiones (aparecen los pulsos superpuestos), como en 3 dimensiones.

Por otro lado en el artículo científico llevado a cabo por Arleath Manuela Gonçalves con título: *Pulse Propagation in Optical Fibers*, desarrollado en el Instituto Superior Técnico de Portugal [33], se realiza un estudio de la propagación de pulsos a través de una fibra óptica en regímenes lineales y no lineales utilizando la teoría modal para entender el principio de operación de la propagación de los pulsos. En este, a parte de otros estudios que no son de nuestro interés por la temática del presente TFG, se muestran algunos ejemplos de la propagación de pulsos generados mediante modulación directa del láser que poseen factor de chirp y que a continuación durante la transmisión sufren los efectos dispersivos de la fibra para finalmente obtener una serie de conclusiones.

Sin embargo, ninguna de las herramientas encontradas son soluciones de código abierto ni de software libre, además solo están disponibles a través de internet,

accediendo a la URL anterior o en formato digital. De esta forma, no son soluciones accesibles para todos los usuarios y no es posible ni conocer cómo se implementan las funciones ni ampliar las utilidades en función de las características a estudiar, todo esto es básico que el usuario tenga conocimiento para que pueda realizar su propio estudio y ampliaciones posteriores.

Además, he de decir que el presente TFG, permite a parte de la representación temporal, la representación espectral de los pulsos y la visualización de la redistribución de frecuencias al principio y al final del pulso, además de graficas comparativas entre distintos pulsos. Al usuario se les facilitará algunos parámetros tales como, la distancia mínima a la que la anchura temporal del pulso es mínima y el ancho de banda es máximo o el producto $B \times L$ que se alcanza, ya que es básico conocerlos. Todo esto unificado en una interfaz gráfica de usuario completa que será accesible para todos los usuarios ya que es una solución de código abierto y de software libre. El usuario podrá conocer las funciones implementadas para realizar sus propios estudios y poder utilizarlos como base para implementar otras utilidades.

4.4 Laser de semiconductor y modulación directa

A continuación se lleva a cabo un breve estudio de las fuentes de láser de semiconductor.

Para la generación de los pulsos básicos vamos a utilizar láseres de semiconductor y el tipo de modulación directa. Los láseres de semiconductor son capaces de emitir luz gracias a la emisión estimulada de radiación. Este tipo de láseres son muy útiles debido a:

- ✓ La banda de frecuencia en las que se puede transmitir (hasta decenas de GHz).
- ✓ La compatibilidad de dimensiones del área de emisión que presenta con las de la fibra.
- ✓ La posibilidad de modulación a velocidades muy altas.
- ✓ La facilidad y el bajo coste de fabricación.
- ✓ Simplicidad, ya que modula la potencia óptica emitida directamente de la modulación de la corriente aplicada.
- ✓ Eficiencia a la hora de convertir potencia eléctrica a óptica.
- ✓ Haz muy directivo y con anchura pequeña.

Los láseres de semiconductor son altamente utilizados ya que el proceso de generación del pulso es simple y de bajo coste porque no se necesitan elementos intermediarios entre la luz del láser y el modulador. También es muy compacto si lo comparamos con un láser convencional. A pesar de que esto sea una ventaja, la región activa del láser de semiconductor es muy estrecha y aparece la modulación a altas frecuencias, donde el efecto de la dispersión de segundo y tercer orden empieza a tener importancia junto con el chirp que se crea de la modulación directa del láser. A pesar de los inconvenientes descritos anteriormente, este tipo de láser es de los más importantes en comunicaciones ópticas.

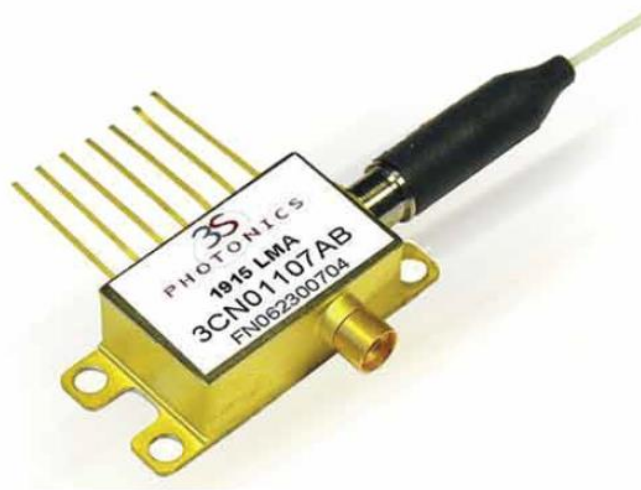


Figura 4.8. Láser de semiconductor con modulación directa utilizado para comunicaciones de fibra óptica [56].

Estos láseres presentan una unión $p-n$ que se caracteriza por la polarización en directa, es decir, hay una barrera $p-n$ que se debe a la diferencia de potencial entre el tipo p y el tipo n . Esta barrera de potencial crea un campo eléctrico E , que a su vez crea una región de transición en la banda PN. El ancho de esta región depende de la concentración de dopaje existente en n y p . Si la corriente que se le aplica es elevada se produce inversión de la población y la ganancia que proporciona el medio en este caso es por emisión estimulada. Es necesario aplicar corriente directa para poder superar este potencial y que el diodo comience a conducir. Para que se produzca la realimentación necesaria para que tenga lugar la oscilación, se añaden, como se explica más adelante, dos espejos.

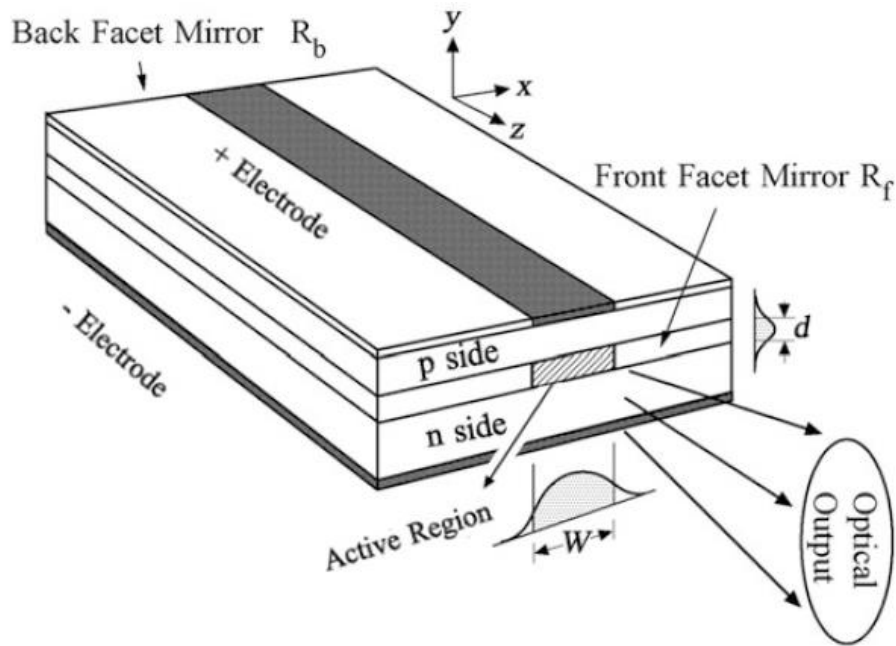


Figura 4.9. Estructura de la unión p-n de un láser de semiconductor [55].

Para entender el funcionamiento de este tipo de láseres, vamos a asumir dos niveles de energía Fermi, E_1 y E_2 . E_1 es el estado de nivel inferior y E_2 el superior o de excitación. Cualquier transición que ocurra entre estos dos niveles de energía, se considera emisión o absorción de un fotón a una frecuencia óptica de ν_{12} de acuerdo a

$$h\nu_{12} = E_1 - E_2 \quad (13)$$

Donde h es la constante de Planck. En general, los átomos siempre se van a encontrar en el estado de menor energía. Esta armonía se rompe cuando existe un fotón de energía igual a la diferencia cuántica entre $E_1 - E_2$, ya que se transfiere un electrón de E_1 a E_2 . El electrón que se encuentra ahora en el nivel de energía E_2 , está en un estado de inestabilidad energética y pasado un tiempo volverá a su estado de energía original y se emitirá un fotón de frecuencia óptica $h\nu_{12}$. A este proceso se le denomina emisión espontánea y es un proceso incoherente ya que los fotones son emitidos aleatoriamente en direcciones que no se pueden determinar. Por otro lado tenemos otro acontecimiento, cuando un fotón impacta contra un átomo al ser un electrón excitado y pasar a un nivel de

energía superior. Al ocurrir esto, un átomo es inmediatamente estimulado, el electrón excitado regresa a su estado básico de energía E_1 y se emite un fotón. Como consecuencia de esto, dos fotones son emitidos, uno es el fotón incidente y el otro es debido a la transición cuántica. A este proceso se le denomina emisión estimulada.

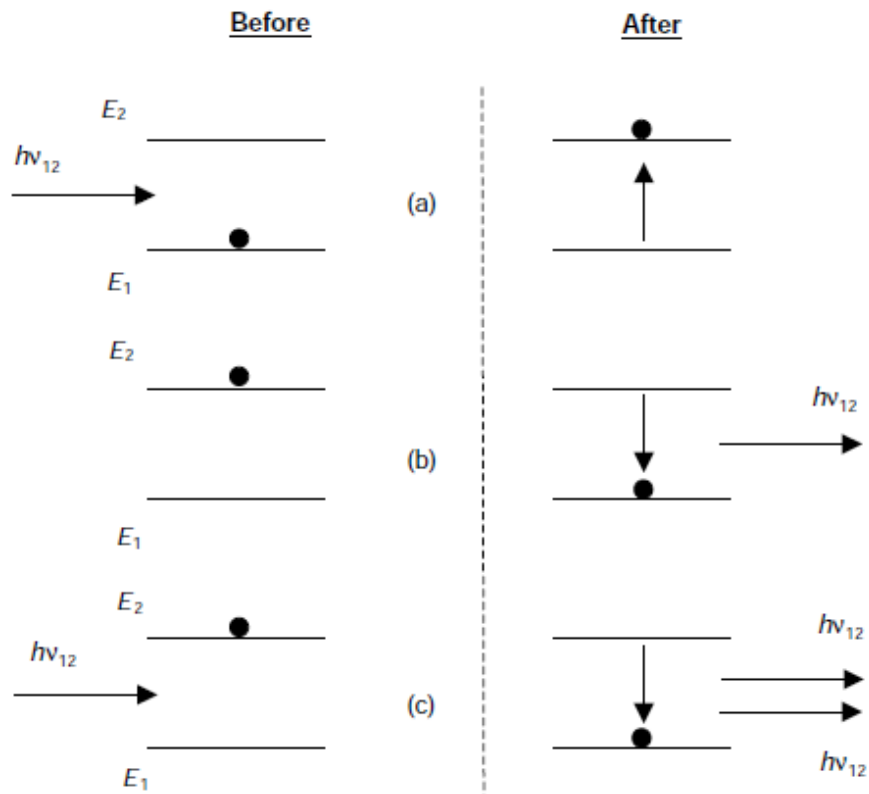


Figura 4.10. a) Absorción b) Emisión espontánea c) Emisión estimulada [5].

Dentro de este tipo de láseres se pueden diferenciar dos tipos según el tipo de semiconductor utilizado, los semiconductores de banda directa y los de banda indirecta. Los de banda directa se caracterizan porque los mínimos y máximos de las bandas de conducción y de valencia se producen para un mismo valor de impulso y porque en la transición de un electrón desde la banda de conducción a la de valencia para dar lugar a un fotón se precisa de la intervención de una partícula llamada fonón. Por otro lado, tenemos los de banda indirecta, en los cuales no se precisa de la intervención de fonones y a causa de esto su eficiencia cuántica es menor que los de banda directa.

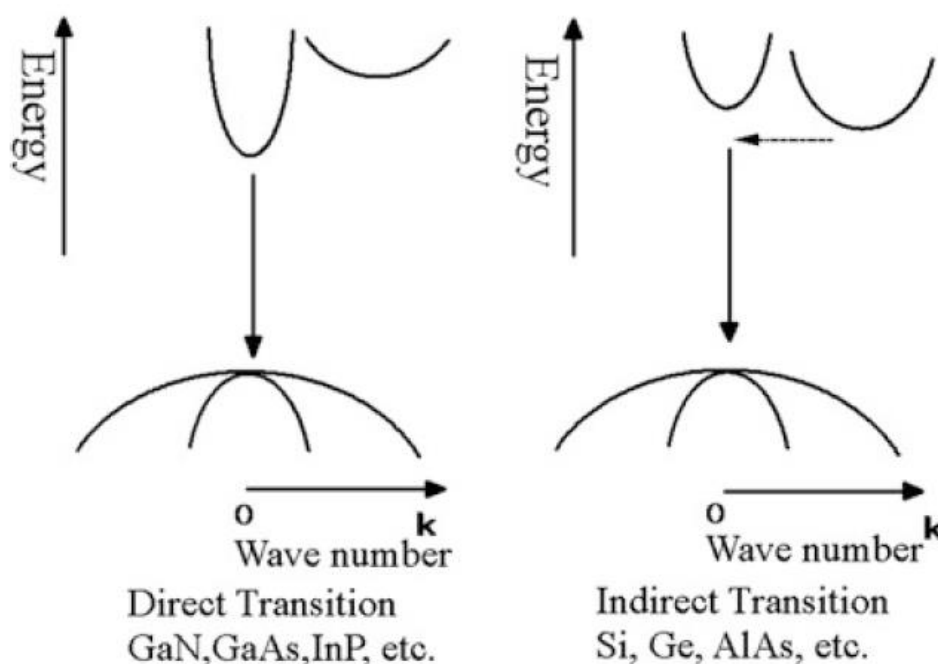


Figura 4.11. Semiconductores de banda directa y de banda indirecta [55].

Viendo el láser desde el punto de vista de su funcionamiento, podemos decir que es un oscilador óptico y que consta de elementos como pueden ser un medio amplificador, debe existir también una realimentación, un mecanismo de selección de frecuencias y por último se precisa un ruido desencadenante de la oscilación.

El primer elemento que hemos mencionado, un medio amplificador, es el encargado de la amplificación de la señal óptica. Se basa en el fenómeno de la emisión estimulada, ya que se requiere que la población de electrones en el nivel superior de energía sea mayor que los que se encuentran en el nivel inferior de energía. A causa de esto obtenemos un sistema en equilibrio térmico, en el cual se tiende a ocupar los niveles de baja energía y el láser exige una ruptura del equilibrio para que se consiga la inversión de población. Para conseguir esto, es necesaria una actuación externa mediante el procedimiento del bombeo, como por ejemplo la iluminación mediante otra fuente luminosa, aplicar corriente eléctrica, una reacción química...

El siguiente elemento a analizar es el de la realimentación, que se encarga de devolver los fotones generados hacia el medio amplificador para así incrementar el número de fotones en proporción geométrica. Para conseguir la realimentación se debe introducir el material amplificador en el interior de la cavidad resonante. Las cavidades resonantes utilizadas en comunicaciones ópticas son construidas como cavidades abiertas o resonadores lineales para que la realimentación solo tenga lugar en una dirección. En su forma más sencilla consta de dos espejos colocados de forma paralela y

a cierta distancia para que así la luz se refleje en un espejo y se dirija al que está en frente. Con esto se consigue que la luz se amplifique y con un coeficiente de reflexión de los espejos adecuado, además, que no escape potencia al exterior.

A continuación vamos a analizar brevemente el mecanismo de selección de frecuencias en el cuál se produce la emisión estimulada. Gracias a este mecanismo se distribuyen los niveles de energía y se determinan las frecuencias que van a ser amplificadas. El criterio de selección de estas frecuencias son las pérdidas ya que se seleccionan las frecuencias cuya ganancia proporcionada al medio sea mayor que las pérdidas del medio. Aunque es obvio, las frecuencias también tienen que cumplir con las condiciones de geometría por las que se determinará si el láser es monomodo o multimodo.

Para terminar el análisis del láser de semiconductor, vamos a ver que es necesario un desencadenante de la oscilación. Es la emisión espontánea la que juega este papel tan importante debido a la similitud que tiene en cuanto a su naturaleza aleatoria con el ruido.

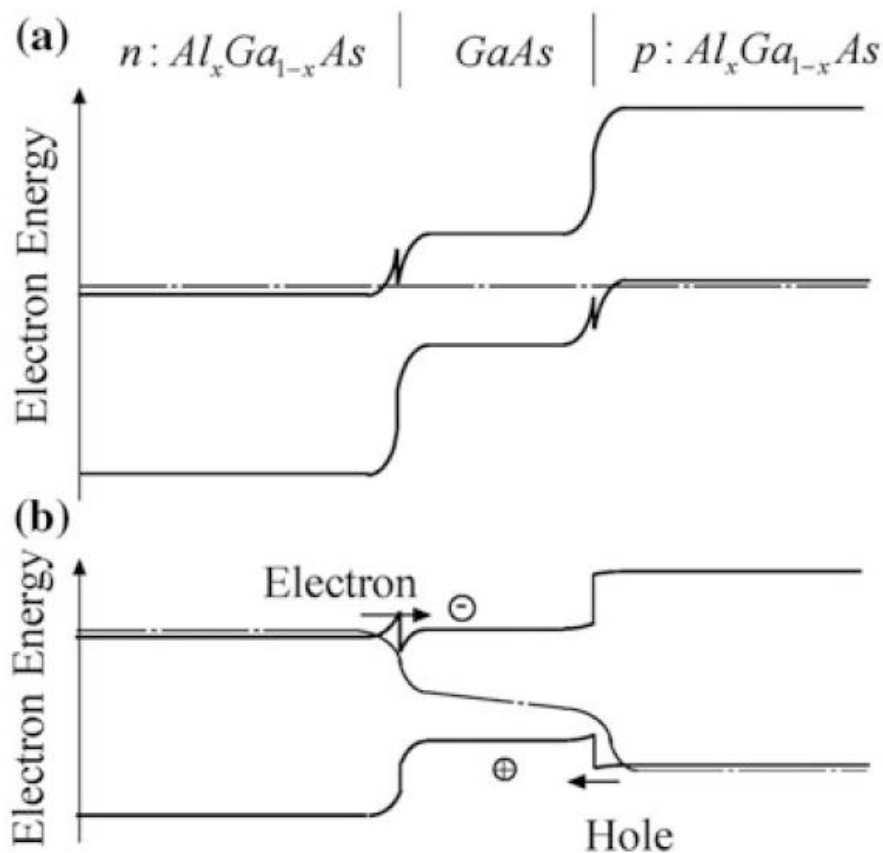


Figura 4.12. Recombinación de electrones y huecos en un láser de semiconductor a) Equilibrio térmico b) Voltaje aplicado [55].

Finalmente en este apartado vamos a estudiar la modulación de este tipo de láser, los formatos de modulación y la generación de las formas de onda.

La modulación directa en los láseres de semiconductor es la mejor manera de generar las formas de onda. Aunque hay que decir que existen ciertas limitaciones en la modulación por corriente directa. La limitación más importante es, como ya hemos mencionado antes, la aparición de chirp en la señal a causa de la modulación directa. A continuación se enumeran y describen los formatos básicos de modulación directa:

Modulación OOK (On-Off Keying):

- Cuando se produce la emisión de un bit “1”, el láser es alimentado con una corriente I_{ON} cuyo valor se encuentra por encima del umbral y determina el valor de potencia óptica que será emitida.
- En el caso contrario, cuando se produce emisión de un bit “0”, el láser es alimentado con una corriente I_{OFF} cuyo valor se encuentra por debajo del umbral. A esta corriente se le trata como la corriente de polarización sobre la que se aplica la modulación.

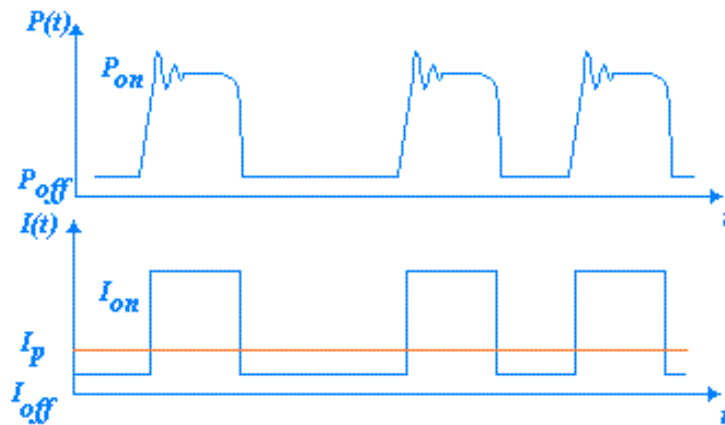


Figura 4.13. Modulación OOK de un láser de semiconductor [4].

Al inicio de cada pulso se observan unas oscilaciones, estas son amortiguadas o de relajación y aparecen debido a que las portadoras y los fotones tienden a volver a su

estado de equilibrio. Aparece también en cada transición un periodo de tiempo de retardo, que se traduce en el tiempo de respuesta del láser para que se inicie el pulso.

Pulsación mediante conmutación de la ganancia: Este tipo de modulación es utilizada cuando se requiere que la emisión de la potencia sea de forma secuencial de pulsos cortos. Para conseguirlos es necesario aplicar al láser un pulso de corriente que haga cambiar de situación al laser, de una por debajo del umbral de oscilación a una por encima de este.

Modulación de pequeña señal: Consiste en aplicar variaciones de corriente de pequeña amplitud en torno a un valor de polarización para conseguir la emisión de potencia con estas mismas variaciones. Observando la respuesta en frecuencia del diodo láser, se podrán conocer los valores de frecuencia posibles y las condiciones necesarias para que la potencia emitida no presente distorsión.

Modulación externa: Esta es utilizada para evitar que los efectos del chirp que se producen en la modulación directa del láser perjudiquen más aún a la dispersión. Se consigue reemplazando la modulación directa del láser por una combinación de un diodo laser emitiendo una potencia continua junto con un dispositivo externo que provoca la modulación directa en la señal. Los dispositivos más comúnmente utilizados son los moduladores basados en interferómetros de Mach-Zehnder y materiales electroópticos, y los moduladores electroabsorbentes.

A consecuencia de estos tipos de modulación directa, siempre que se produce una modulación de la potencia de salida del láser, se va a producir una modulación de la frecuencia de la señal de salida. Esto va a suponer un ensanchamiento tanto temporal como espectral además de una redistribución en las frecuencias del pulso. Como ya sabemos, este fenómeno se conoce como chirp inicial debido a la modulación directa del láser y provoca efectos en la generación del pulso, ensanchamiento temporal y espectral y salto de frecuencia de la portadora óptica. En el siguiente apartado, se introduce el estudio y análisis de los pulsos fundamentales generados por este tipo de láseres cuya modulación es directa, por tanto, presentarán chirp inicial. El efecto que provoca el láser de semiconductor en la generación del pulso mediante modulación directa, se modela empleando el factor C en la siguiente descripción y análisis de los pulsos fundamentales.

4.5 Pulsos fundamentales al principio de la fibra

Los pulsos fundamentales que se han considerado interesantes para ser objeto de estudio han sido los pulsos gaussianos y los pulsos super-gaussianos.

4.5.1 Análisis de pulsos fundamentales no propagados sin chirp por modulación directa del láser

En primer lugar vamos a analizar los pulsos gaussianos y super-gaussianos sin chirp debido a la modulación directa del láser, ya que son formas de onda que se corresponden con los formatos básicos de propagación utilizados en comunicaciones ópticas.

4.5.1.1 Definición temporal de pulsos gaussianos sin chirp

La definición temporal de los pulsos gaussianos para $z = 0 \text{ km}$ se presenta como

$$A(0, t) = A_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^2 \right] \quad (14)$$

Donde A_0 es la amplitud de pico y T_0 la anchura inicial del pulso. Tenemos que el ancho de banda se produce a la mitad del máximo, por tanto igualamos en una ecuación la mitad del máximo a la formula general para poder despejar convenientemente el parámetro t que no indicara la anchura.

El máximo se produce en $t = 0$ por lo que quedaría de la siguiente forma:

$$\frac{A_0}{2} * e^{\left[\frac{-1}{2} * \left(\frac{0^2}{T_0^2} \right) \right]} = A_0 * e^{\left[\frac{-1}{2} * \left(\frac{t^2}{T_0^2} \right) \right]} \quad (15)$$

$$\frac{1}{2} = e^{\left[\frac{-1}{2} * \left(\frac{t^2}{T_0^2} \right) \right]} \quad (16)$$

Tomamos $\ln()$ en ambas partes:

$$\ln \frac{1}{2} = \frac{-1}{2} * \left(\frac{t^2}{T_0^2} \right) \quad (17)$$

$$\ln 2 = \frac{1}{2} * \left(\frac{t^2}{T_0^2} \right) \quad (18)$$

$$\sqrt{2 * \ln 2} * T_0 = t \quad (19)$$

$$Anchura = T_0 * \sqrt{2 * \ln 2} \quad (20)$$

4.5.1.2 Definición temporal de pulsos super-gaussianos sin chirp

A continuación, vamos a estudiar los pulsos super-gaussianos, ya que son otras de las formas básicas que se utilizan. Su diferencia con los pulsos gaussianos, es que disponen del parámetro m , el cuál se presenta en forma de número entero y positivo. Este parámetro hace que el pulso presente una forma más cuadrada conforme alcanza un valor mayor. Se ha de tener en cuenta que si dicho parámetro es igual a 1, la forma de onda corresponde con la del pulso gaussiano.

La definición temporal de los pulsos super-gaussianos para $z = 0 \text{ km}$ se presenta como

$$A(0, t) = A_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^{2m} \right] \quad (21)$$

Tenemos que el ancho de banda se produce a la mitad del máximo, por tanto, despejando convenientemente obtenemos

$$\text{Anchura} = T_0 * \sqrt[2m]{2 * \ln 2} \quad (22)$$

4.5.1.3 Definición espectral de pulsos gaussianos sin chirp

El espectro de un pulso Gaussiano sin chirp debido a la modulación directa del láser se puede observar tomando la transformada de Fourier de la ecuación (14) de manera que

$$A(0, \omega) = A_0 * \sqrt{2\pi T_0^2} * \exp\left[-\frac{\omega^2 T_0^2}{2}\right] \quad (23)$$

La anchura espectral media viene dada por

$$\text{Anchura espectral} = \frac{\sqrt{2 * \ln 2}}{T_0} \quad (24)$$

4.5.1.4 Definición espectral de pulsos super-gaussianos sin chirp

Por último, el espectro de un pulso super-gaussiano sin presencia de chirp debido a la modulación directa del láser, se obtiene tomando la transformada de Fourier de la ecuación (21) de manera que

$$A(0, \omega) = A_0 \sqrt{2\pi T_0^2} \exp \left[-\frac{\omega^{2m} T_0^{2m}}{2} \right] \quad (25)$$

La anchura espectral media viene dada por

$$Anchura\ espectral = T_0^{-1} * \sqrt[2m]{2 * \ln 2} \quad (26)$$

4.5.2 *Análisis de pulsos fundamentales no propagados con chirp por modulación directa del láser*

Después de analizar los pulsos gaussianos con chirp nulo debido a la modulación directa del láser, vamos a verlos introduciéndoles este parámetro para ver qué efecto se crea en ellos.

4.5.2.1 *Definición temporal de pulsos gaussianos con chirp*

La definición temporal de un pulso gaussiano chirpeado debido a la modulación directa que se produce en el láser en $z = 0\ km$ se presenta como

$$A(0, t) = A_0 \exp \left[-\frac{1 + iC}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^2 \right] \quad (27)$$

Tenemos que el ancho de banda se produce a la mitad del máximo, por tanto siguiendo la metodología anterior para calcular la anchura obtenemos que

$$Anchura = \frac{\sqrt{2 * \ln 2} * T_0}{\sqrt{1 + C^2}} \quad (28)$$

Donde el parámetro C gobierna el chirp inicial que presenta el pulso por modulación directa del láser. Un pulso se dice que está chirpeado si su frecuencia portadora cambia con el tiempo. Este cambio de frecuencia se relaciona con la derivada de su fase y está dada por

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{C}{T_0^2}t \quad (29)$$

Donde ϕ es la fase de $A(0,t)$. El parámetro $\delta\omega$ es el desplazamiento de frecuencia dependiente del tiempo. Para los pulsos gaussianos que presentan chirp debido a la modulación directa del láser, es interesante ver como se redistribuyen las frecuencias dentro del pulso, tanto antes de propagarse como después. Para observar la redistribución de frecuencias antes de que el pulso se propague usamos la siguiente expresión:

$$U(0,t) = A(0,t) * \exp[-j\omega_0 t] = A_0 \exp\left[-\frac{1+iC}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2\right] \exp[-j\omega_0 t] \quad (30)$$

En el siguiente apartado, cuando se estudie la propagación se podrá conocer que ocurre con la redistribución de las frecuencias una vez ha sido el pulso propagado provocado por la dispersión.

4.5.2.2 Definición temporal de pulsos super-gaussianos con chirp

La definición temporal de los pulsos super-gaussianos chirpeados por la modulación directa del láser para $z = 0 \text{ km}$ se presenta como

$$A(0,t) = A_0 \exp\left[-\frac{1+iC}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^{2m}\right] \quad (31)$$

Tenemos que el ancho de banda se produce a la mitad del máximo, por tanto tenemos una anchura de

$$Anchura = \frac{\sqrt[2m]{2 * \ln 2 * T_0}}{\sqrt{1 + iC}} \quad (32)$$

Al igual que ocurría para los pulsos gaussianos es interesante ver como se redistribuyen las frecuencias dentro del pulso, tanto antes de propagarse como después. Para observar la redistribución de frecuencias antes de que el pulso se propague usamos la siguiente expresión:

$$U(0, t) = A(0, t) * \exp[-j\omega_0 t] = A_0 \exp\left[-\frac{1 + iC}{2} \left(\frac{t}{T_0}\right)^{2m}\right] \exp[-j\omega_0 t] \quad (33)$$

4.5.2.3 Definición espectral de pulsos gaussianos con chirp

El espectro de un pulso gaussiano con chirp debido a la modulación directa del láser es más amplio que el del pulso sin chirp inicial. Esto se puede observar tomando la transformada de Fourier de la ecuación (27) para los pulsos gaussianos de manera que

$$A(0, \omega) = A_0 \left(\frac{2\pi T_0^2}{1 + iC}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{\omega^2 T_0^2}{2(1 + iC)}\right] \quad (34)$$

La anchura espectral media viene dada por

$$Anchura\ espectral = \frac{\sqrt{2 * \ln 2 * \sqrt{1 + C^2}}}{T_0} \quad (35)$$

La anchura espectral se afectada por el factor $(1 + C^2)^{1/2}$ debido a la presencia del chirp en la modulación directa del láser, como se ve en la ecuación (35).

4.5.2.4 Definición espectral de pulsos super-gaussianos con chirp

El espectro de un pulso super-gaussiano chirpeado debido a la modulación directa del láser, también es más amplio que el del pulso sin chirp generado mediante este tipo de modulación. Esto se puede observar tomando la transformada de Fourier de la ecuación (31) de manera que

$$A(0, \omega) = A_0 \left(\frac{2\pi T_0^2}{1 + iC} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{\omega^{2m} T_0^{2m}}{2(1 + iC)} \right] \quad (36)$$

La anchura espectral media viene dada por

$$\text{Anchura espectral} = (1 + C^2)^{1/2*m} * T_0^{-1} \quad (37)$$

La anchura espectral se ve afectada en este caso por el factor $(1 + C^2)^{1/2*m}$ ya que presenta chirp por la modulación directa del láser, como se ve en la ecuación. (37). Pero a su vez es peor que el de una señal gaussiana.

4.6 Ecuaciones básicas de propagación

Para entender los efectos no lineales en la fibra óptica, es necesario tener en cuenta la teoría de la propagación de ondas electromagnéticas en un medio no lineal dispersivo. Vamos a considerar la propagación de la luz de acuerdo a las ecuaciones de Maxwell, como en todos los fenómenos electromagnéticos. Cada componente de frecuencia del campo óptico se propaga en una fibra como

$$\tilde{E}(r, \omega) = \hat{x}F(x, y)\tilde{B}(0, \omega)\exp(i\beta z) \quad (38)$$

Donde $\hat{x}$ es el vector de unidad de polarización, $\tilde{B}(0, \omega)$ es la amplitud inicial, y β es la constante de propagación. La distribución de campo $F(x, y)$ del modo fundamental de la fibra se puede aproximar por la distribución gaussiana dada a continuación

$$E_x = A \exp(-\rho^2/w^2)\exp(i\beta z) \quad (39)$$

En general, $F(x, y)$ también depende de ω , pero esta dependencia se puede ignorar para pulsos cuya anchura espectral $\Delta\omega$ es mucho más pequeño que ω_0 . Aquí ω_0 es la frecuencia a la que se centra el espectro del pulso, que se conoce como la frecuencia portadora.

Las diferentes componentes espectrales de la propagación de pulsos ópticos dentro de la fibra se pueden ver de acuerdo a la siguiente relación más simple

$$\tilde{B}(z, \omega) = \tilde{B}(0, \omega)\exp(i\beta z) \quad (40)$$

La amplitud en el dominio del tiempo se obtiene tomando la transformada de Fourier inversa de la ecuación (40) y viene dada por

$$B(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{B}(z, \omega)\exp(-i\omega t)d\omega \quad (41)$$

La amplitud espectral inicial $\tilde{B}(0, \omega)$ es simplemente la transformada de Fourier de la amplitud de entrada $B(0, t)$.

El ensanchamiento del pulso resulta de la dependencia de la frecuencia con β . Los pulsos para los que $\Delta\omega \ll \omega_0$, hemos visto antes la expansión de $\beta(\omega)$ en una serie de Taylor alrededor de la frecuencia portadora ω_0 hasta el término de tercer orden, que

es el de nuestro interés (β_2 y β_3). Se ve claramente la dependencia con la frecuencia del parámetro que representa la constante dieléctrica.

$$\beta(\omega) = \tilde{n}(\omega) \frac{\omega}{c} \approx \beta_0 + \beta_1(\Delta\omega) + \frac{\beta_2}{2}(\Delta\omega)^2 + \frac{\beta_3}{3}(\Delta\omega)^3 \quad (42)$$

Donde $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ y $\beta_m = (d^m\beta/d\omega^m)_{\omega=\omega_0}$. También tenemos que $\beta_1 = 1/v_g$, donde v_g es la velocidad de grupo. El coeficiente β_2 (GVD) está relacionado con el parámetro de dispersión D dado a continuación:

$$D = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (43)$$

Mientras que β_3 está relacionada con la pendiente de dispersión S a través de la siguiente ecuación

$$S = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_3 + \frac{4\pi c}{\lambda^3} \beta_2 \quad (44)$$

Sustituimos las ecuaciones (40) y (42) en la ecuación (41) e introducimos una amplitud de variación lenta $A(z, t)$ de la envolvente del pulso como

$$B(z, t) = A(z, t) \exp[i\beta_0 z - \omega_0 t] \quad (45)$$

La amplitud $A(z, t)$ se encuentra dada por

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d(\Delta\omega) \tilde{A}(0, \Delta\omega) \exp \left[i\beta_1 z \Delta\omega + \frac{i}{2} \beta_2 z (\Delta\omega)^2 + \frac{i}{6} \beta_3 z (\Delta\omega)^3 - i(\Delta\omega)t \right] \quad (46)$$

Donde $\tilde{A}(0, \Delta\omega) \equiv \tilde{B}(0, \omega)$ es la Transformada de Fourier de $A(0, t)$.

Mediante el cálculo de $\partial A / \partial z$ y sustituyendo $\Delta\omega$ por $i(\partial A / \partial t)$ en el dominio del tiempo, la ecuación (46) puede escribirse como

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = 0 \quad (47)$$

La ecuación (47) es la ecuación de propagación básica que gobierna la evolución del pulso dentro de una fibra tanto con dispersión. Dependiendo del estudio que se va a llevar a cabo, así como la longitud de onda en la que vamos a centrar el estudio, debemos tener en cuenta tanto la dispersión de segundo orden como dispersión de tercer orden.

4.7 Modelo de propagación mediante la Transformada de Fourier

Una vez estudiadas las ecuaciones básicas de propagación, vamos a caracterizar la propagación de los pulsos básicos en los que vamos a basar el estudio de la propagación para diferentes casos.

Para los diferentes pulsos y casos que se van a estudiar en el siguiente capítulo, debemos tener en cuenta la envolvente del pulso en el dominio del tiempo como $A(t)$. Este va a atravesar la fibra óptica, la cual vamos a considerar como un medio $H(\omega)$ caracterizado por la constante de propagación β , por tanto debemos calcular la Transformada de Fourier a nuestro pulso definido temporalmente, multiplicarlo por la función de transferencia del medio y por último aplicar la Transformada de Fourier Inversa para volver de nuevo al dominio del tiempo. A grandes rasgos, este sería un resumen del tratamiento que vamos a darle a los pulsos para que sean propagados.

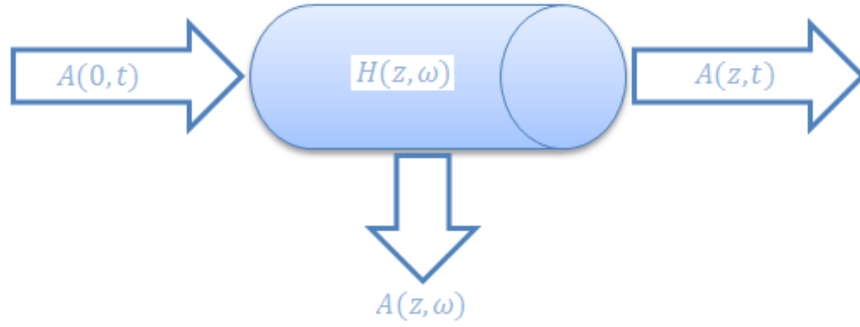


Figura 4.14. Esquema de la propagación del pulso en el dominio del tiempo y de la frecuencia a través de la fibra óptica.

Si tenemos un pulso de entrada definido en el dominio temporal por $A(0, t)$, a este le aplicamos la Transformada de Fourier y obtenemos $A(0, \omega)$ en el dominio de la frecuencia. A continuación para recrear la propagación, multiplicamos el resultado anterior por la función de transferencia de la fibra, que se caracteriza como

$$H(z, \omega) = e^{jz\beta(\omega)} \quad (48)$$

Como se puede observar en la ecuación anterior, aparece el término $\beta(\omega)$, conocido como la constante de propagación y esta tiene cierta dependencia con la frecuencia. En la ecuación (3) se encuentra el desarrollo en serie de Taylor, que vamos a utilizar para reescribir la función de transferencia.

$$H(z, \omega) = e^{jz\frac{\beta_2}{2}\omega^2} * e^{jz\frac{\beta_3}{6}\omega^3} \quad (49)$$

Analizando el primer término de la ecuación, este es el que contiene el término de dispersión de segundo orden, dispersión cromática o dispersión por velocidad de grupo β_2 (GDV). Este parámetro se mide en ps^2/km y suele variar entre $\beta_2 = 45 ps^2/km$ y $\beta_2 = -25 ps^2/km$, dependiendo del valor de la longitud de onda utilizado. En torno al valor de longitud de onda de $1.27\mu m$ nos encontramos con un valor de $\beta_2 \approx 0$. Esta exponencial es la encargada de introducir en la señal la dispersión producida por la variación de las diferentes velocidades de grupo de las que forman parte las

componentes espectrales. A causa de esto, el pulso se ve afectado por un ensanchamiento temporal y espectral y una redistribución de sus frecuencias.

El otro término que forma parte de nuestra función de transferencia, es el que contiene el parámetro de dispersión de tercer orden β_3 (TOD). Dicho parámetro se mide en ps^3/km y suele estar comprendido entre $\beta_3 = -5 ps^2/km$ y $\beta_3 = 5 ps^2/km$. Este término solo es significativo cuando tenemos pulsos cuya anchura inicial es menor a $1 ps$ y además la longitud de onda de trabajo se encuentra cerca del punto de dispersión cero por lo que el parámetro β_2 sería nulo para los casos en que entra en presencia β_3 . A causa de esto los pulsos se ven deformados hacia un lado u otro, dependiendo de su signo y crea además un rizado en el pulso hacia el lado que se desvía, perdiendo así su simetría.

Obtenemos así el pulso al principio de la fibra en el dominio de la frecuencia como,

$$A(0, t) \xrightarrow{TF} A(0, \omega) \quad (50)$$

A continuación,

$$A(z, \omega) = A(0, \omega) * H(z, \omega) = A(0, \omega) * e^{jz\frac{\beta_2}{2}\omega^2} * e^{jz\frac{\beta_3}{6}\omega^3} \quad (51)$$

Aplicamos la Transformada de Fourier Inversa para obtener el pulso al final de la fibra en el dominio del tiempo,

$$A(z, t) \xleftarrow{TF^{-1}} A(z, \omega) \quad (52)$$

Este es el método que se ha llevado a cabo para programar el código y realizar las simulaciones y experimentos de la propagación de los pulsos fundamentales de luz estudiados en el apartado 4.5.

4.8 Características de los pulsos propagados

Las principales características en las que nos vamos a centrar son el factor de ensanchamiento ya que un pulso al ser propagado a través de un medio dispersivo sufre ensanchamiento. Estudiaremos también el producto $B \times L$ que se puede alcanzar y la redistribución de frecuencias del pulso tanto al principio como al final de la fibra.

4.8.1 Factor de ensanchamiento de los pulsos gaussianos

Cuando un pulso gaussiano se propaga por un medio descrito como el anterior, sufre cambios en su forma, en concreto se produce ensanchamiento. Nuestro pulso permanece con una envolvente gaussiana en la propagación pero no ocurre lo mismo con su anchura. Los cambios en el ancho del pulso respecto a una distancia z km se miden a través del factor de ensanchamiento, anchura final respecto anchura inicial, mediante:

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (53)$$

Donde T_1 es la anchura obtenida a una determinada distancia, definida similar a T_0 que corresponde con la anchura inicial. Se puede obtener el factor de ensanchamiento T_1/T_0 en función de la distancia normalizada $D_{norm} = z/L_D$, donde la longitud de dispersión, es decir, distancia donde la dispersión comienza a ser significativa se define como:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (54)$$

Un pulso sin chirp inicial debido a la modulación del láser ($C = 0$) se amplía como $\left[1 + \left(\frac{z}{L_D} \right)^2 \right]^{1/2}$ y su anchura aumenta en un factor de $\sqrt{2}$ en $z = L_D$. El pulso que presenta chirp inicial por la modulación del láser, por otra parte, se puede ampliar o compensar

dependiendo de si β_2 y C tienen los mismos o signos opuestos. Para $\beta_2 C > 0$ el pulso gaussiano chirpeado amplía monótonamente a un ritmo más rápido que el pulso sin chirp inicial. Para $\beta_2 C < 0$, la anchura del pulso disminuye inicialmente y se vuelve mínima a una distancia dada por

$$z_{min} = \left[\frac{|C|}{(1 + C^2)} \right] L_D \quad (55)$$

El valor mínimo de la anchura depende del parámetro del chirp por la modulación del láser como

$$T_1^{min} = \frac{T_0}{(1 + C^2)^{1/2}} \quad (56)$$

Físicamente, cuando $\beta_2 C < 0$, el chirp de la dispersión por velocidad de grupo o GVD contrarresta el chirp inicial por la modulación directa del láser y este disminuye hasta que desaparece en $z = z_{min}$.

Es interesante ver como si nos centramos solo en los valores de chirp por modulación del láser con signo contrario a β_2 , en este caso utilizamos valores de β_2 negativos, que son los que producen mejora en la señal debido a que se propagan en el régimen de dispersión anómalo, existe un margen de longitudes para los que el factor de ensanchamiento es $T_1/T_0 \leq 1$. Si por ejemplo fijamos un valor máximo de ensanchamiento limitado por $T_1 = \sqrt{2}T_0$, que es como se expande con chirp nulo debido a la modulación directa del láser, obtenemos

$$z_{max} = \left[\frac{C + \sqrt{1 + 2C^2}}{(1 + C^2)} \right] L_D \quad (57)$$

Una última observación a tener en cuenta para este cálculo es, que si β_2 se presenta de forma positiva, en este caso la propagación se produce en el régimen de dispersión normal, la ecuación (57) sufre un pequeño cambio.

$$z_{max} = \left[\frac{-C + \sqrt{1 + 2C^2}}{(1 + C^2)} \right] L_D \quad (58)$$

El parámetro chirp que se crea en la modulación directa del láser también se ve afectado en la propagación por la dispersión. Se obtiene así un chirp efectivo que cambia según la siguiente expresión:

$$C(z) = C + (1 + C^2) \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2} \right) = C + (1 + C^2) D_{norm} \quad (59)$$

Esto demuestra que aun no presentando el pulso antes de ser propagado chirp inicial debido a la modulación directa del láser, este en la propagación desarrolla cierto factor de chirp y es por esto que el pulso aparece chirpeado debido a la dispersión cromática. En el apartado 4.5 vimos el análisis de pulsos fundamentales antes de ser propagados tanto con chirp como sin chirp debido a la modulación, pero este es característico del láser. En la ecuación (59) tenemos que un pulso que presenta chirp inicial por parte de la modulación del láser nulo, a causa de la dispersión puede presentarse un pulso chirpeado. Por tanto un pulso que presenta $chirp = 0$ al ser generado por un láser de semiconductor y cuya modulación es directa, puede desarrollar cierto factor de chirp provocado por la dispersión que presenta la fibra y por tanto aparecerá una redistribución en sus frecuencias a lo largo de la propagación. Aquellos pulsos que aparecen con chirp inicial por parte de la modulación del láser también ven este factor modificado de acuerdo a la ecuación anterior y es aquí donde dependiendo del factor de chirp inicial debido a la modulación del láser y de las características dispersivas del medio, el resultado final de la ecuación (59) puede ser nula y así el balance de chirp efectivo sea nulo en la propagación siendo este efecto beneficioso para nuestro sistema. Esta ecuación nos proporciona el valor final de la contribución del chirp que aparece en la modulación directa del láser junto con el chirp debido a la dispersión cromática.

A continuación, vamos a ver el factor de ensanchamiento cuando un pulso gaussiano se propaga por un medio teniendo en cuenta el efecto de dispersión de tercer orden. Este sufre cambios en su forma, en concreto se produce deformación y rizado. Los cambios en el ancho del pulso respecto a una distancia z km se miden también a través del factor de ensanchamiento (anchura final respecto anchura inicial) mediante,

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[1 + (1 + C^2)^2 * \frac{1}{2} * \left(\frac{\beta_3 z}{2 * T_0^3} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (60)$$

Donde T_1 es la anchura obtenida a una determinada distancia, definida similar a T_0 que corresponde con la anchura inicial. La longitud de dispersión es la distancia a partir de la cual el efecto del TOD es significativa, y se define como

$$L'_D = \frac{T_0^3}{|\beta_3|} \quad (61)$$

La distancia normalizada se define como

$$D_{norm} = \frac{z}{L'_D} \quad (62)$$

4.8.2 Factor de ensanchamiento de los pulsos super-gaussianos

El factor de ensanchamiento para un pulso super-gaussiano se expresa de la siguiente forma

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[\left(1 + \frac{\Gamma(1/2m)C\beta_2 z}{\Gamma(3/2m)T_0^2} \right)^2 + \left[m^2(1 + C^2) \frac{\Gamma(2 - \frac{1}{2m})}{\Gamma(3/2m)} \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 \right] \right]^{1/2} \quad (63)$$

En este caso, sabemos que los pulsos super-gaussianos se amplían de forma más rápida que los pulsos gaussianos. Para un valor de m mayor el pulso se ensancha más rápidamente y con un factor de ensanchamiento mayor, pudiendo así recorrer menos distancia.

De nuevo se define la longitud de dispersión como la distancia donde la dispersión comienza a ser significativa.

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (64)$$

Un pulso super-gaussiano sin chirp inicial debido a la modulación del láser ($C = 0$) se amplía como $\left[1 + m^2 \frac{\Gamma(2-\frac{1}{2m})}{\Gamma(3/2m)} \left(\frac{z}{L_D}\right)^2\right]^{1/2}$ y su anchura aumenta en un factor de $\sqrt{1 + m^2 \frac{\Gamma(2-\frac{1}{2m})}{\Gamma(3/2m)}}$ en $z = L_D$. El pulso que presenta chirp por la modulación del láser, por otra parte, se puede ampliar o compensar dependiendo de si β_2 y C tienen los mismos o signos opuestos. Para $\beta_2 C > 0$ el pulso super-gaussiano chirpeado amplía monótonamente a un ritmo más rápido que el pulso sin chirp por la modulación del láser. Para $\beta_2 C < 0$, la anchura del pulso disminuye inicialmente y se vuelve mínima a una distancia con un valor mínimo de la anchura que depende del parámetro del chirp que se genera en la modulación directa del láser.

Al igual que ocurría con los pulsos gaussianos, cuando $\beta_2 C < 0$, el chirp de la dispersión por velocidad de grupo o GVD contrarresta el chirp inicial que se genera en la modulación directa del láser y este disminuye hasta que desaparece en $z = z_{min}$.

Por último, vamos a ver el factor de ensanchamiento cuando un pulso super-gaussiano se propaga por un medio teniendo en cuenta el efecto de dispersión de tercer orden. En este caso no ha sido posible encontrar una relación matemática en estudios científicos, por tanto haciendo una comparación entre las ecuaciones (53), (60) y (63) he desarrollado un modelo bastante exacto sobre el comportamiento de este tipo de pulsos.

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[1 + (1 + C^2)^2 * \frac{m^2}{2} * \frac{\Gamma(2 - \frac{1}{2m})}{\Gamma(3/2m)} * \left(\frac{\beta_3 z}{2 * T_0^3}\right)^2\right]^{1/2} \quad (65)$$

En este caso el factor de ensanchamiento es siempre mayor que para un pulso gaussiano.

4.8.3 Redistribución de frecuencias al final de la fibra

Para ver cómo ha cambiado la redistribución de frecuencias al final del pulso con respecto al principio, debemos multiplicar la señal al final una vez propagada por

$$U(z, t) = A(z, t) * \cos \left[\omega_0 t + \frac{C(z)}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^2 \right] \quad (66)$$

Esto se debe a que el factor de chirp debido a la modulación directa del láser sufre cambios con respecto a la distancia recorrida y en caso de ser nulo el factor anterior, debido a la dispersión el pulso aparece chirpeado igualmente. Debemos tener en cuenta la inclusión de la ecuación (59) en la ecuación (66), ya que representa la contribución final del factor de chirp o chirp efectivo tanto por modulación directa del láser como por la aparición de la dispersión cromática en el medio.

4.8.4 Producto BxL

Para calcular dicho producto, partimos de la ecuación básica del espectro de un pulso gaussiano.

$$P_o(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{\omega^2 T_1^2}{2} \right) \quad (67)$$

El ancho de banda óptico a $3dB$ se define como la frecuencia a la cual la potencia óptica recibida cae a la mitad de su valor, por tanto se trata de resolver la siguiente ecuación:

$$\frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\left(\frac{\omega^2 T_1^2}{2}\right)\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\left(\frac{\omega^2 T_1^2}{2}\right)\right) \quad (68)$$

$$\frac{1}{2} = \exp\left(-\left(\frac{\omega^2 T_1^2}{2}\right)\right) \quad (69)$$

Tomamos $\ln()$ neperiano en ambas partes:

$$\ln(0.5) = -\left(\frac{\omega^2 T_1^2}{2}\right) \quad (70)$$

$$-0.6931 = -\left(\frac{\omega^2 T_1^2}{2}\right) \quad (71)$$

$$\omega_{3dB} = \left(\frac{\sqrt{2 * 0.6931}}{T_1}\right) \quad (72)$$

$$B = \frac{\omega_{3dB}}{2\pi} = \frac{1.177}{2\pi * T_1} = \frac{0.187}{T_1} \quad (73)$$

Por último, ya que para nuestras simulaciones y experimentos se utilizan pulsos con anchuras iniciales medias en ps y distancias entre enlaces en km , la ecuación final resulta ser:

$$B \text{ (Gbps)} \times L \text{ (km)} = \frac{0.187}{T_1 \text{ (ps)}} \times L \text{ (km)} \quad (74)$$

5 RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En este capítulo se muestra una amplia batería de simulaciones y experimentos para los distintos tipos de pulsos más característicos generados mediante modulación directa del láser, cuyos parámetros están comprendidos en los habituales de trabajo para este tipo de comunicaciones, cuando les afectan distintos órdenes de dispersión debido a la propagación. Se diferencian dos grandes casos, uno de ellos es cuando en la propagación aparece la dispersión de segundo orden, por tanto la dispersión de tercer orden no tiene importancia. Por otro lado se presentan experimentos cuando los pulsos se ven afectados por la dispersión de tercer orden. Se realiza un análisis de los resultados presentados, estudiando las características de cada una de las gráficas, extrayendo así toda la información posible y conclusiones.

5.1 Pulsos fundamentales propagándose con dispersión de segundo orden

En este apartado se recrea la propagación de pulsos Gaussianos y super-gaussianos tanto sin chirp como con chirp debido a la modulación directa del láser, teniendo en cuenta el desarrollo de la constante de propagación β solo hasta el segundo orden. Esto quiere decir que la frecuencia portadora de nuestro pulso trabaja lejos de la longitud de onda de dispersión cero y por tanto podemos considerar $\beta_3 = 0$ para las siguientes simulaciones.

Se considera para la simulación la introducción del parámetro T_0 entre $1ps$ y $50ps$ ya que son valores que se utilizan en este tipo de láseres. Esta información ha sido corroborada mediante la búsqueda de hojas de características de diferentes fabricantes para láseres de semiconductor y cuyo tipo de modulación es directa. Otro parámetro que se debe introducir para la simulación es β_2 , este está comprendido entre $\beta_2 = 45 ps^2/km$ y $\beta_2 = -25 ps^2/km$, dependiendo del valor de la longitud de onda como se puede observar en la figura (4.5). Como guía sabemos que el valor a la longitud de onda de $1.27\mu m$ es de $\beta_2 \approx 0$. Para la distancia recorrida, lo ideal es usar tramos de fibra de unos $100km$ para poder regenerar mejor la señal mediante el uso de repetidores. Por último para caracterizar el chirp inicial que se debe a la modulación directa del láser C , debemos saber que este puede tomar valores tanto positivos como negativos. En cuanto

al parámetro m característico de los pulsos super-gaussianos, sabemos que toma valores siempre positivos y enteros.

A continuación se muestra el siguiente gráfico donde se muestra un resumen de la batería de experimentos que se han llevado a cabo en las secciones 5.1.1 y 5.1.2.

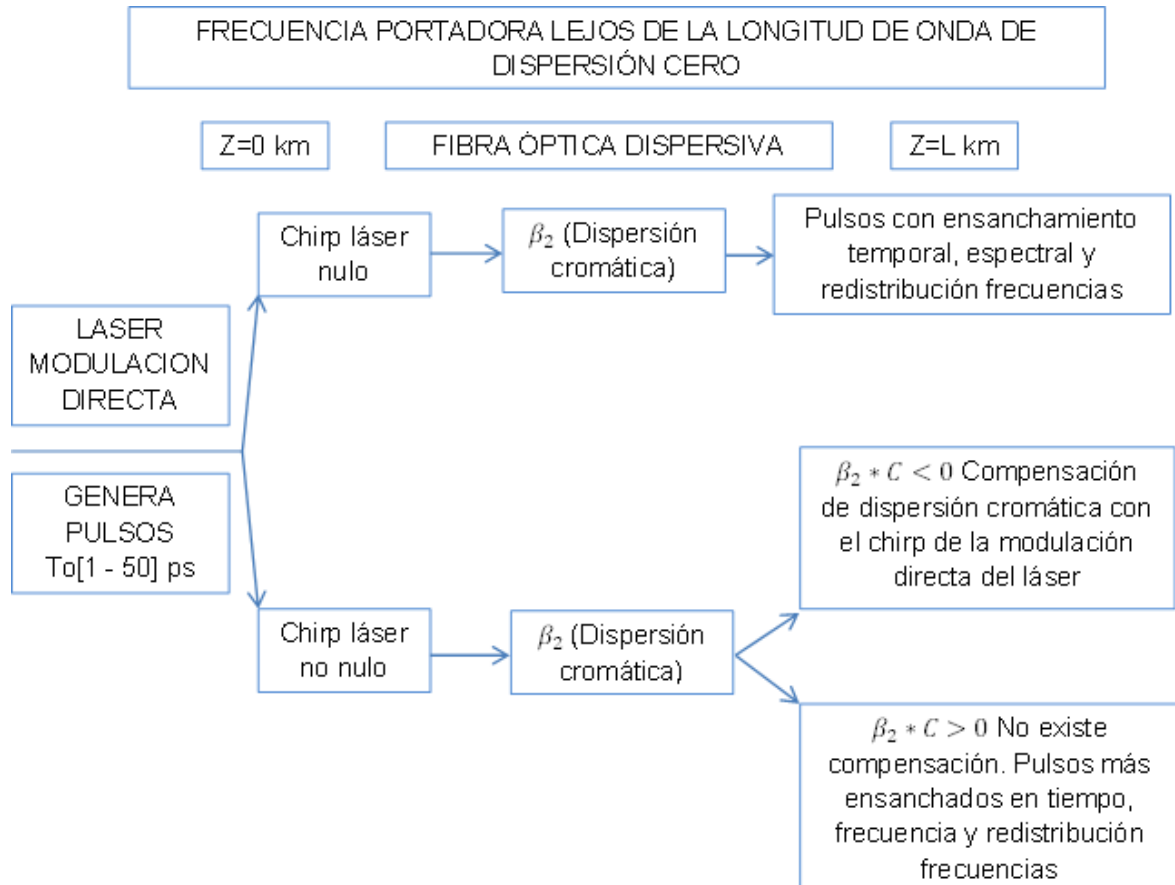


Figura 5.1. Gráfico de los experimentos llevados a cabo en las secciones 5.1.1 y 5.1.2.

5.1.1 Pulsos Gaussianos propagándose con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$

A lo largo de este apartado se muestran simulaciones con pulsos gaussianos que se propagan a través de fibras dispersivas afectadas por la dispersión por velocidad de grupo. Además algunos presentan factor de chirp inicial que aparece en la generación de la forma de onda al ser el pulso creado mediante modulación directa del láser. Caracterizando convenientemente nuestro sistema trataremos de reducir estos dos efectos.

Simulación 1 - Pulso Gaussiano con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 5ps$	$z = 1km$	$BxL = 28,6374Gbps * km$
$\beta_2 = -21ps^2/km$	$\omega_0 = 3$	
$chirp = 0$		

Tabla 5.1. Parámetros para la simulación 1.

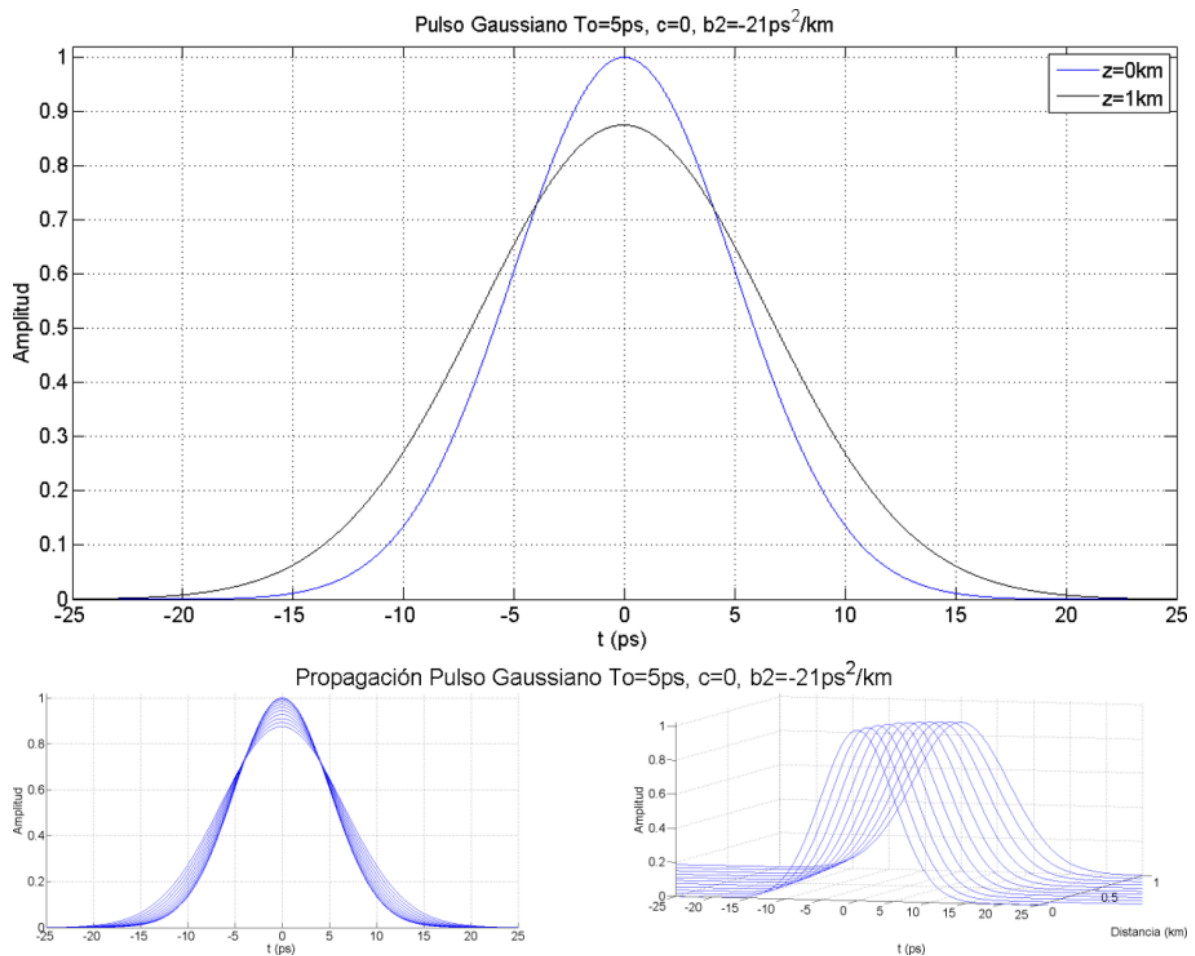


Figura 5.2. Análisis temporal simulación 1.

En este caso el pulso se ensancha de acuerdo a la ecuación (53) con $C = 0$, el pulso se amplía monótonamente en el régimen de dispersión anómalo con un factor de $\sqrt{2}$.

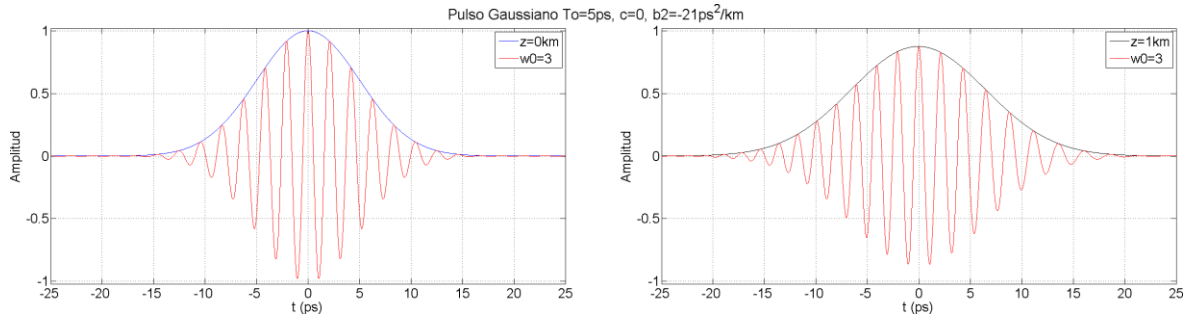


Figura 5.3. Redistribución de frecuencias simulación 1.

En el caso de la redistribución de frecuencias, al principio de la fibra todas las frecuencias viajan a la misma velocidad (v_g) puesto que el factor de chirp por modulación directa del láser es nulo. Al avanzar el pulso a través de la fibra con el tiempo, se produce un cambio en sus frecuencias debido al efecto de la dispersión de segundo orden y es por esto que el pulso se chirpea. Al ser $\beta_2 < 0$ se ha desarrollado un factor de chirp que tiene igual signo que β_2 y las frecuencias quedan distribuidas de manera que, al principio del pulso se colocan las frecuencias $> \omega_0$ y por tanto estas viajan a una velocidad $< v_g$. Por otro lado, al final del pulso se encuentran las frecuencias $< \omega_0$ y por tanto estas viajan a una velocidad $> v_g$.

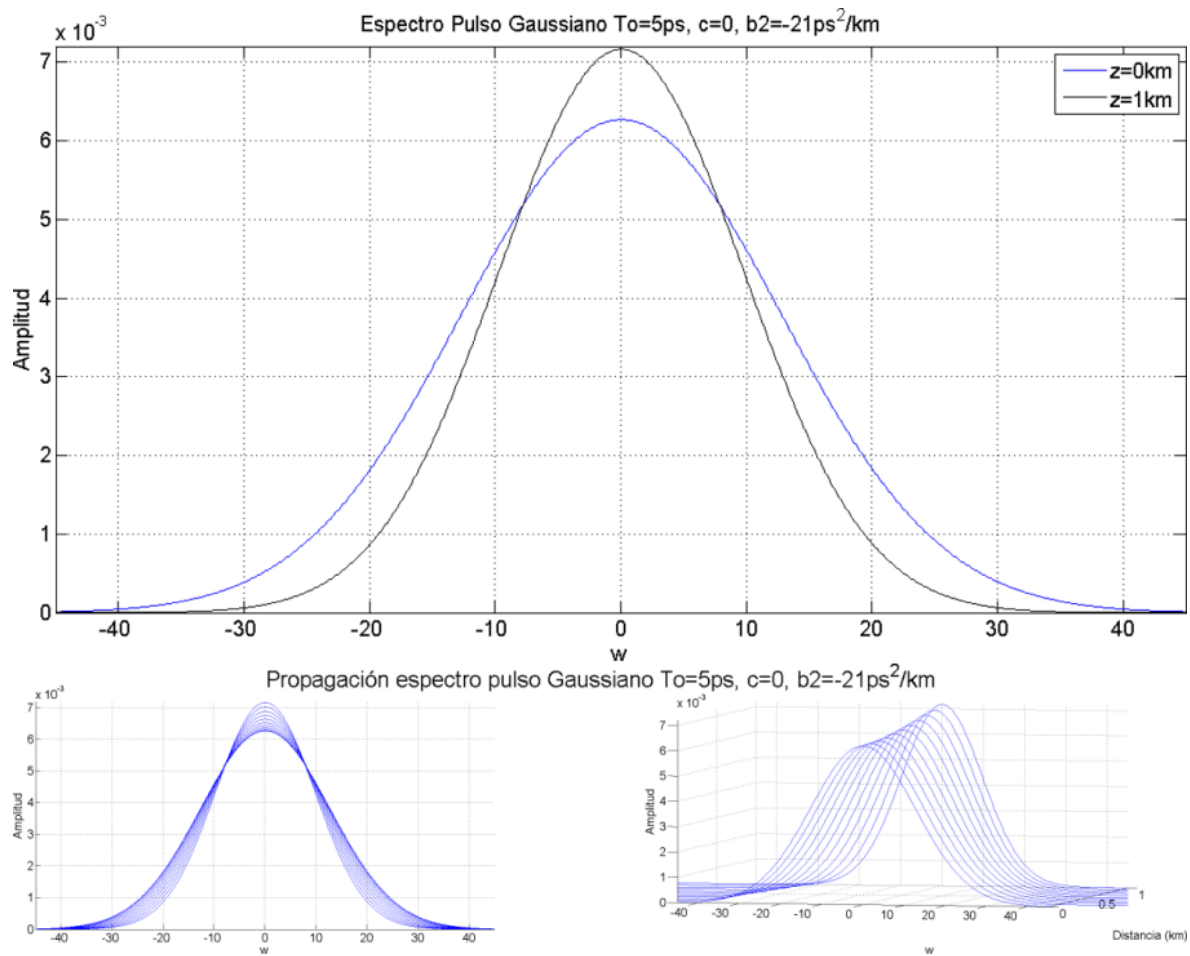


Figura 5.4. Análisis en frecuencia simulación 1.

En el caso del análisis en frecuencia se observa que ocurre lo contrario que en el análisis temporal, el pulso se estrecha debido al ensanchamiento temporal y posee más amplitud.

Simulación 2 - Pulso Gaussiano con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 5ps$	$z = 1km$	$BxL = 34,06059Gbps * km$
$\beta_2 = -21ps^2/km$	$\omega_0 = 3$	$z_{min} = 0.47619km$
$chirp = 2$		$T_{min} = 2.2361ps$

Tabla 5.2. Parámetros para la simulación 2.

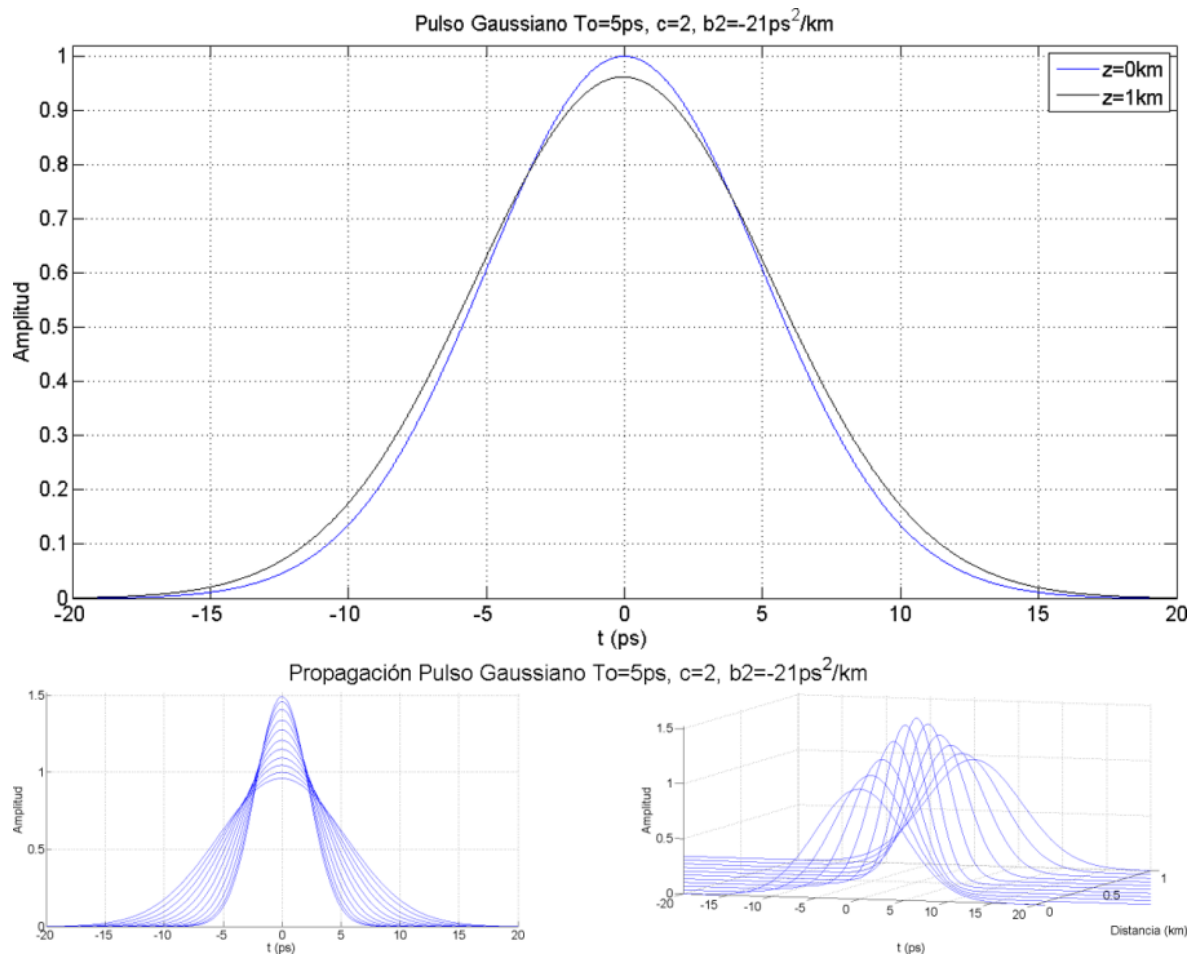


Figura 5.5. Análisis temporal simulación 2.

Aquí tenemos el caso favorable de $\beta_2 C < 0$, así, el pulso va avanzando y sufre un estrechamiento inicial y crecimiento de amplitud hasta alcanzar una distancia mínima con una anchura $T_{min} < T_0$. Después de esto el pulso empieza a ensancharse y decrecer en amplitud, pero al final de la fibra el pulso es más estrecho, con más amplitud y con una tasa de transmisión mayor que el pulso sin chirp inicial por modulación directa del láser.

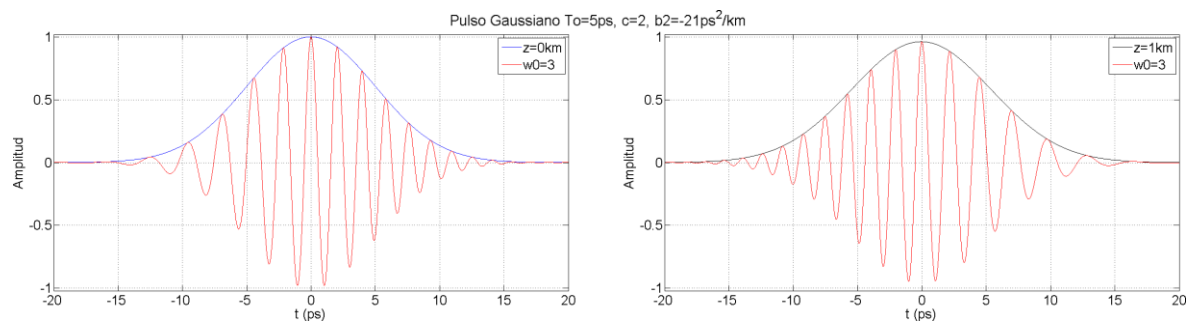


Figura 5.6. Redistribución de frecuencias simulación 2.

Al presentarse dicho pulso con chirp inicial debido a la modulación directa del láser, aparece una variación lineal en la frecuencia del pulso antes de propagarse con respecto a la frecuencia portadora. Podemos observar para este caso que el pulso al inicio de la fibra, presenta chirp positivo, debemos diferenciar las frecuencias que viajan a mayor velocidad que v_g y se corresponden con las que son $< \omega_0$. Estas se encuentran en la parte delantera del pulso. Por otro lado tenemos las frecuencias que viajan a menor velocidad que v_g y se corresponden con las que son $> \omega_0$, estas se sitúan en la parte trasera del pulso. Al avanzar el pulso a través de la fibra con el tiempo, se produce un cambio en sus frecuencias debido ahora al efecto de la dispersión de segundo orden y es por esto que el factor de chirp inicial por modulación directa del láser se ve modificado de acuerdo a la ecuación (59). Al ser $\beta_2 < 0$ y $C > 0$, el chirp se modifica con respecto a la distancia volviéndose nulo en z_{min} para posteriormente volverse negativo. Por esto las frecuencias quedan distribuidas de manera que, al principio del pulso se colocan las frecuencias $> \omega_0$ y por tanto estas viajan a una velocidad $< v_g$. Por otro lado, al final del pulso se encuentran las frecuencias $< \omega_0$ y por tanto estas viajan a una velocidad $> v_g$.

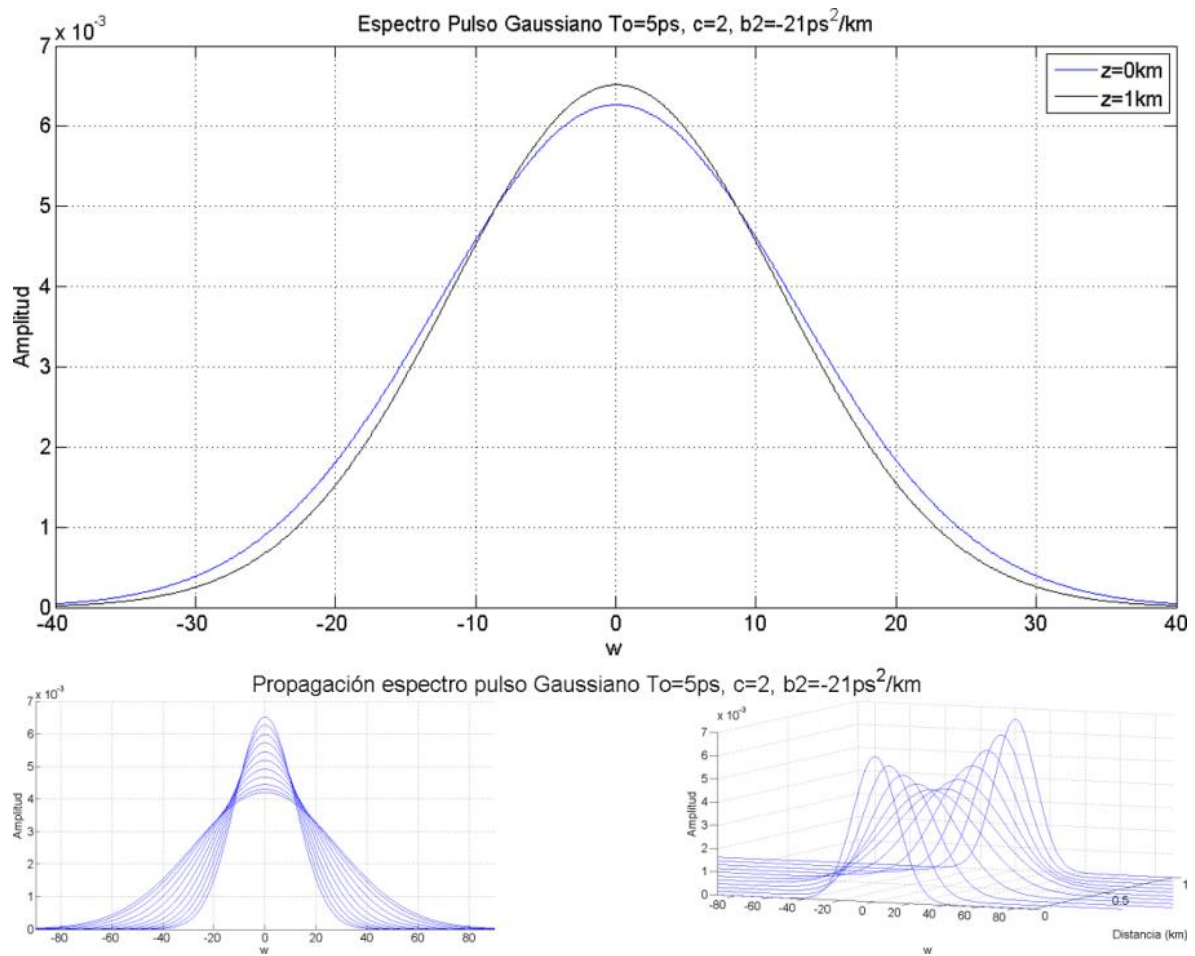


Figura 5.7. Análisis en frecuencia simulación 2.

Del análisis en frecuencia se observa como a comparación del espectro de la simulación 1, el espectro con chirp inicial por modulación directa del láser se ve mejorado por un factor de $(1 + C^2)^{1/2}$ debido a la existencia de este. El espectro al final de la fibra no se ha visto casi nada alterado por lo que ha conservado su energía prácticamente igual que al principio de la fibra. En z_{min} , obtenemos el ancho de banda máximo ya que a esa distancia el efecto del chirp inicial debido a la modulación directa del láser se ha anulado con el chirpeado que aparece en la propagación por el efecto de la dispersión cromática.

Simulación 3 - Pulso Gaussiano con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 5ps$	$z = 1km$	$BxL = 13,3164Gbps * km$
$\beta_2 = -21ps^2/km$	$\omega_0 = 3$	
$chirp = -2$		

Tabla 5.3. Parámetros para la simulación 3.

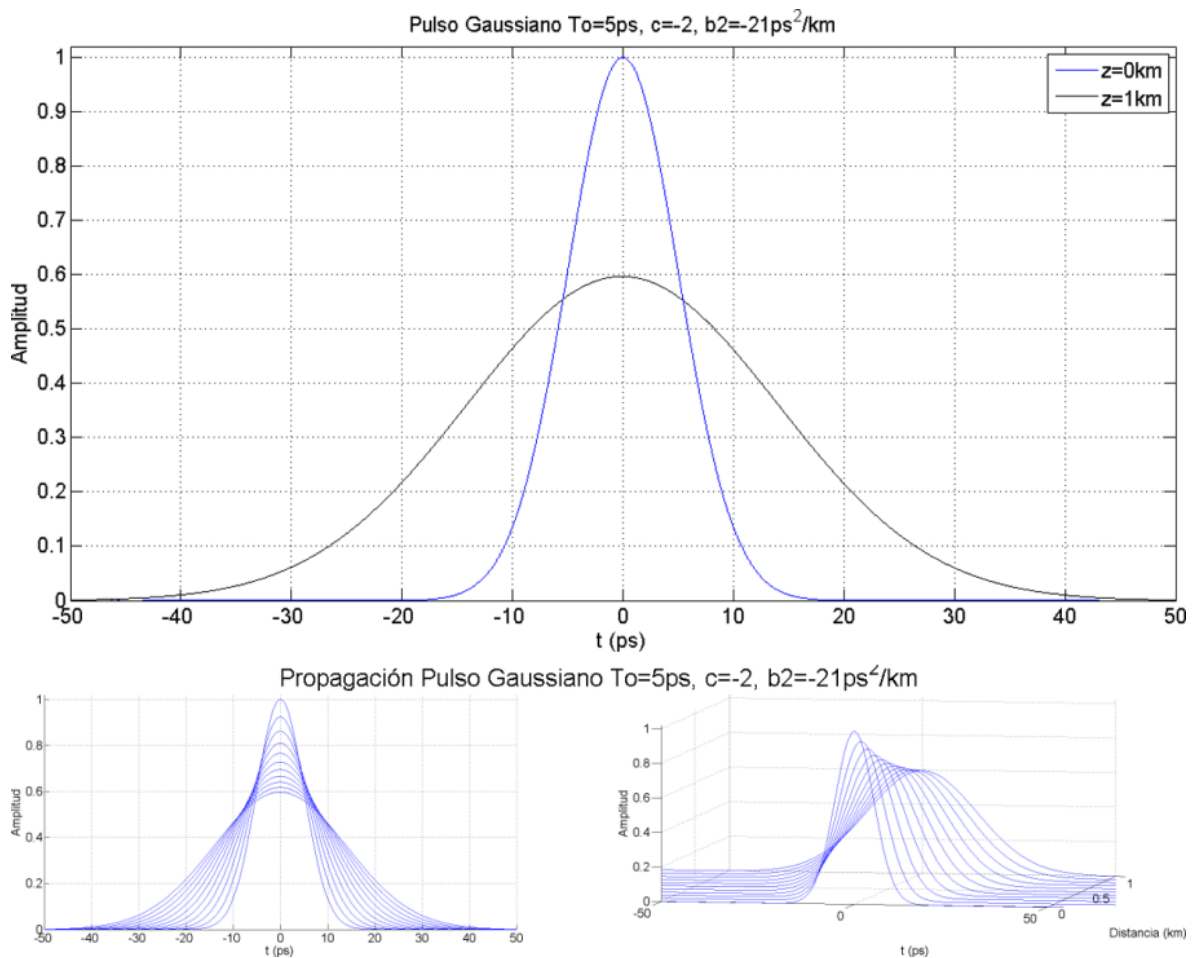


Figura 5.8. Análisis temporal simulación 3.

Aquí nos encontramos con el caso contrario, $\beta_2 C > 0$, aparte de no producirse mejora alguna nos encontramos con que esta situación es bastante peor que incluso la de un pulso sin chirp inicial por modulación directa del láser. Debido a que β_2 y C presentan signos iguales el pulso se ensancha y decrece en amplitud a un ritmo más rápido.

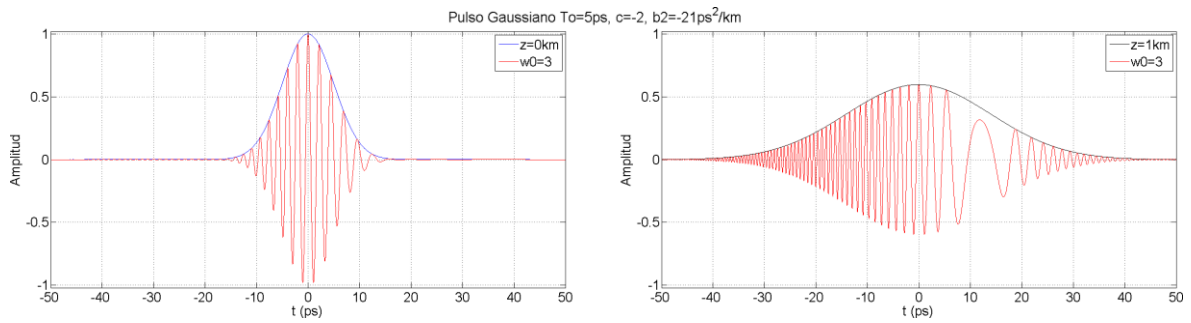


Figura 5.9. Redistribución de frecuencias simulación 3.

Tenemos ahora una señal con chirp negativo por modulación directa del láser, la redistribución de frecuencias se produce justo al contrario que con este factor en forma positiva. En el pulso al inicio de la fibra, las frecuencias que viajan a mayor velocidad que v_g se corresponden con las que son $< w_0$ y se encuentran en la parte trasera del pulso. Por otro lado tenemos las frecuencias que viajan a menor velocidad que v_g se corresponden con las que son $> w_0$ y estas se sitúan en la parte delantera del pulso. Al propagarse el pulso a través de la fibra el factor de chirp cambia debido a la dispersión de segundo orden, pero en este caso al encontrarnos en el régimen de dispersión anómalo la variación que se produce lo hace que el efecto del chirp sea aún mayor, por eso no existe cambio en cuando a la redistribución de frecuencias al principio y fin de la fibra.

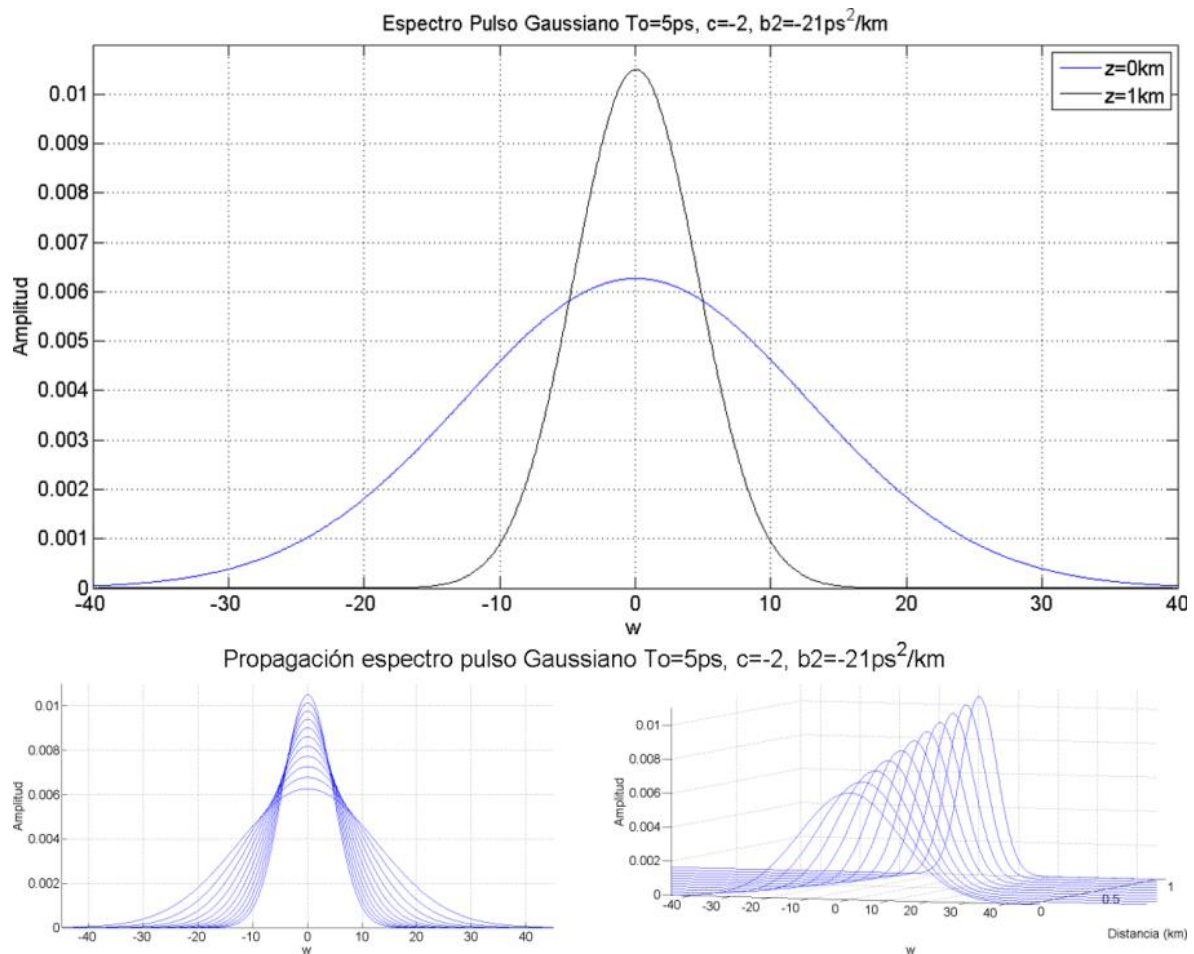


Figura 5.10. Análisis en frecuencia simulación 3.

En el espectro podemos observar que su energía se encuentra en el centro al encontrarnos que β_2 y C poseen signos iguales. La tasa de transmisión se ve reducida en comparación de los dos casos anteriores, puesto que la contribución final de chirp que se obtiene debido a la modulación directa del láser más el chirpeado que aparece en la propagación debido a la dispersión cromática ha alcanzado un valor más negativo.

Simulación 4 - Pulso Gaussiano con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 20ps$	$z = 15km$	$BxL = 110,1855Gbps * km$
$\beta_2 = -21ps^2/km$	$\omega_0 = 1$	
$chirp = 0$		

Tabla 5.4. Parámetros para la simulación 4.

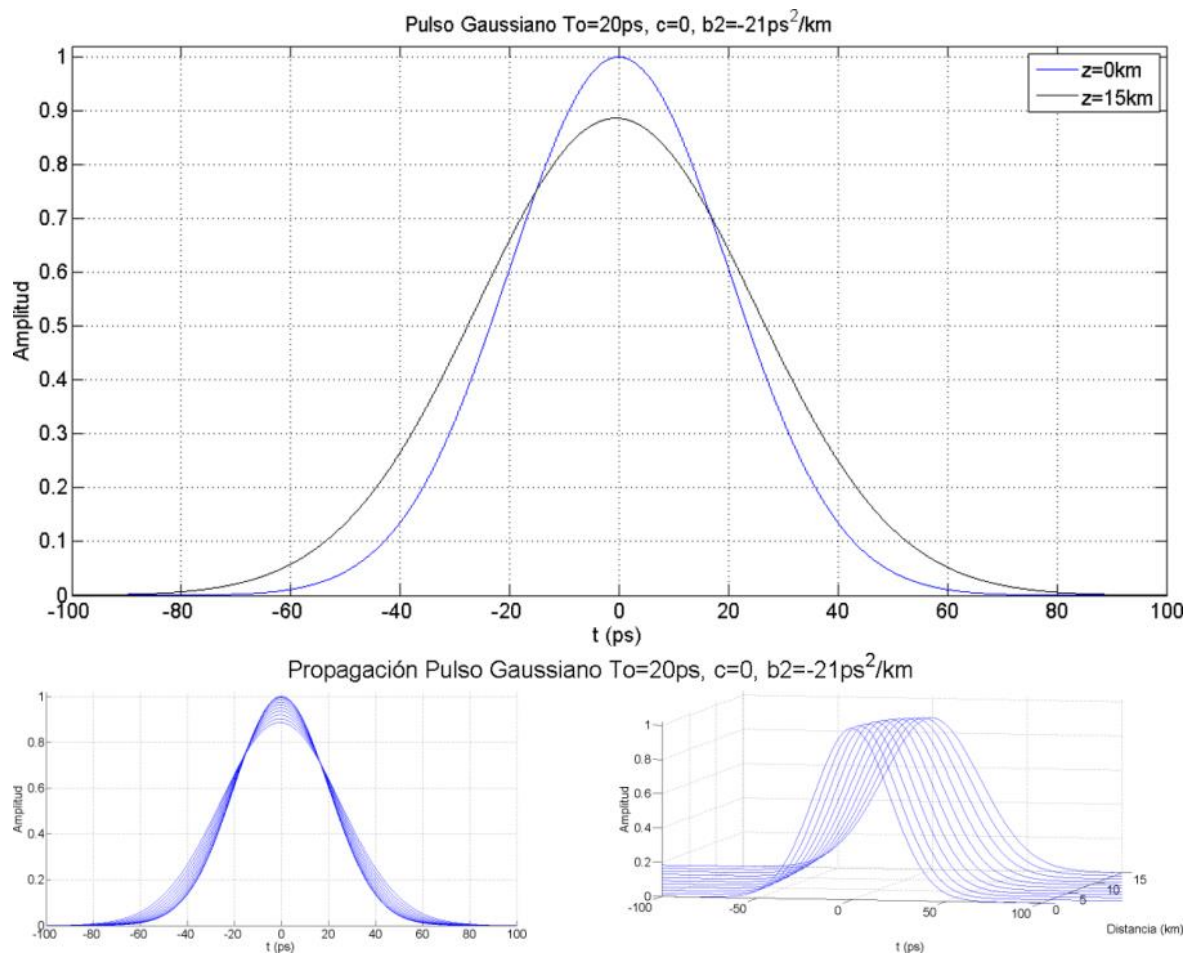


Figura 5.11. Análisis temporal simulación 4.

Haciendo una breve comparación con la simulación 1, en este caso al ser la anchura inicial T_0 mayor, el pulso al principio de la fibra es más ancho pero esto le permite recorrer una distancia mayor y obtener un producto $B \times L$ mejor. De nuevo nos encontramos en el régimen de dispersión anómalo y debido a la ausencia de chirp inicial por modulación directa del láser el pulso se amplía de forma monótona por un factor de $\sqrt{2}$.

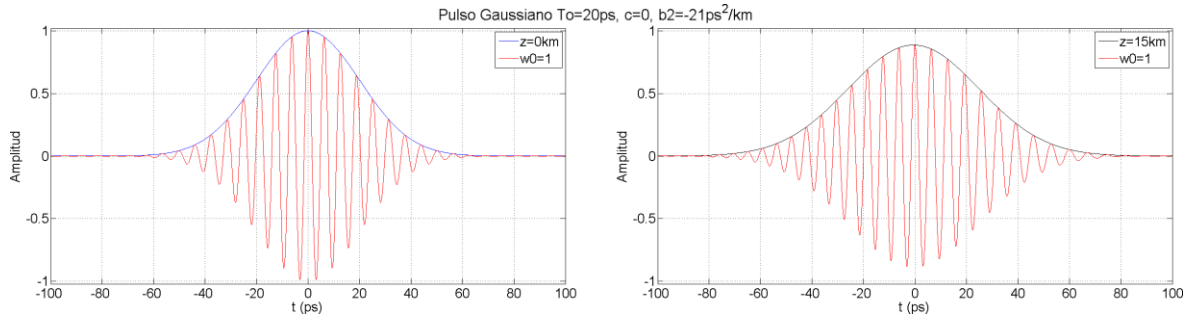


Figura 5.12. Redistribución de frecuencias simulación 4.

De nuevo no se observa cambio alguno de la frecuencia del pulso con respecto a la frecuencia portadora de la señal al principio de la fibra, por tanto la señal viaja de acuerdo a la velocidad de grupo v_g debido a que no presenta chirp por modulación directa del láser. Al producirse la propagación, aparece la dispersión de segundo orden, y es por esto que el pulso se chirpea, aun siendo nulo el chirp debido a la modulación en el láser. Al encontrarnos en el régimen de dispersión anómalo, se ha desarrollado un factor de chirp debido a la dispersión cromática negativo. Al principio del pulso se colocan las frecuencias $> \omega_0$ y por tanto estas viajan a una velocidad $< v_g$ y al final del pulso se encuentran las frecuencias $< \omega_0$ y por tanto estas viajan a una velocidad $> v_g$.

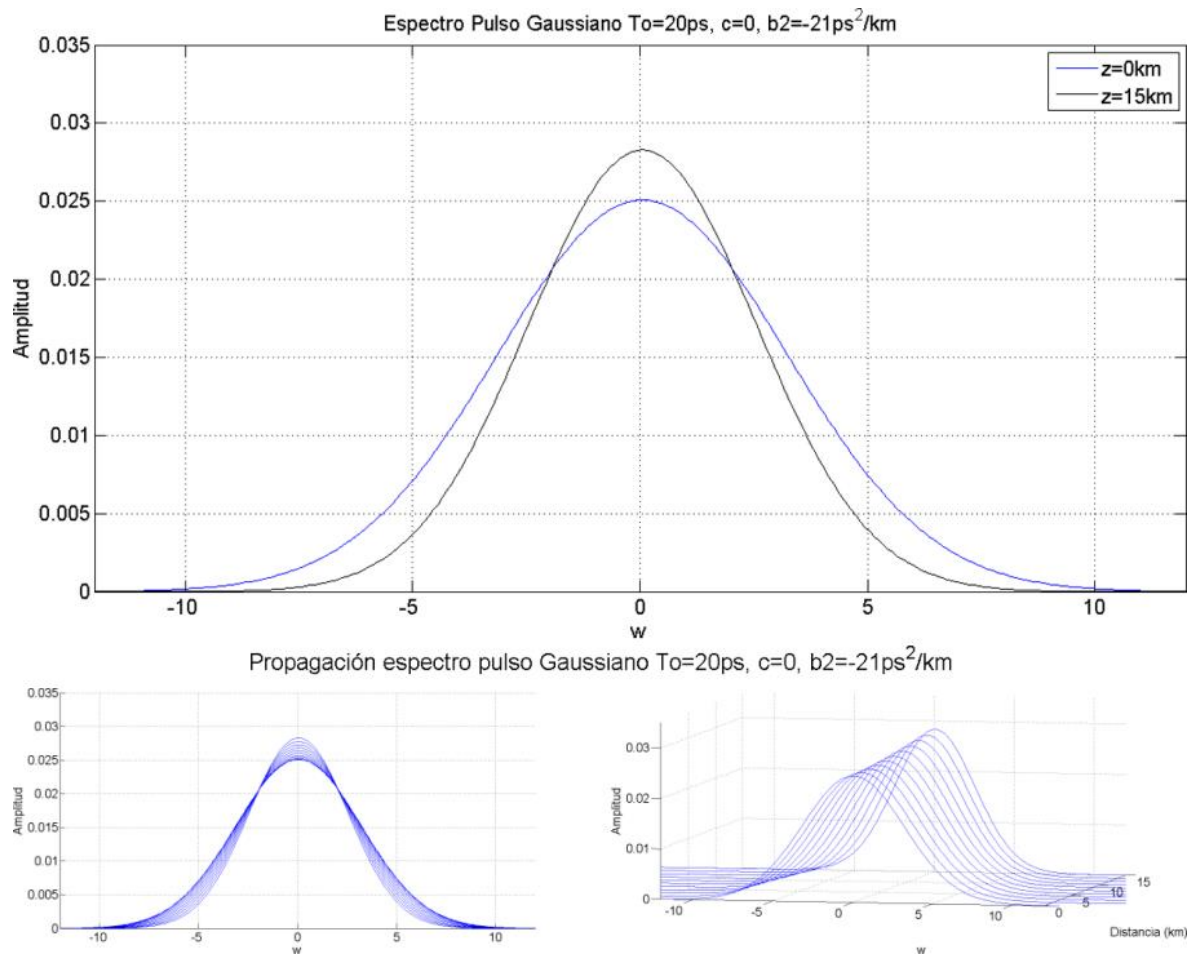


Figura 5.13. Análisis en frecuencia simulación 4.

En cuanto al espectro este se estrecha, justo al contrario que lo ocurrido en el análisis temporal y además se ve un poco mejorado con respecto a la simulación 1. En este caso el chirp cromático desarrollado en la propagación debido a la dispersión coincide en signo con β_2 en el régimen de dispersión anómalo.

Simulación 5 - Pulso Gaussiano con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 20\text{ps}$	$z = 15\text{km}$	$B \times L = 89,1206\text{Gbps} \cdot \text{km}$
$\beta_2 = -21\text{ps}^2/\text{km}$	$\omega_0 = 1,5$	$z_{\min} = 5.7143\text{km}$
$\text{chirp} = 3$		$T_{\min} = 6.3246\text{ps}$

Tabla 5.5. Parámetros para la simulación 5.

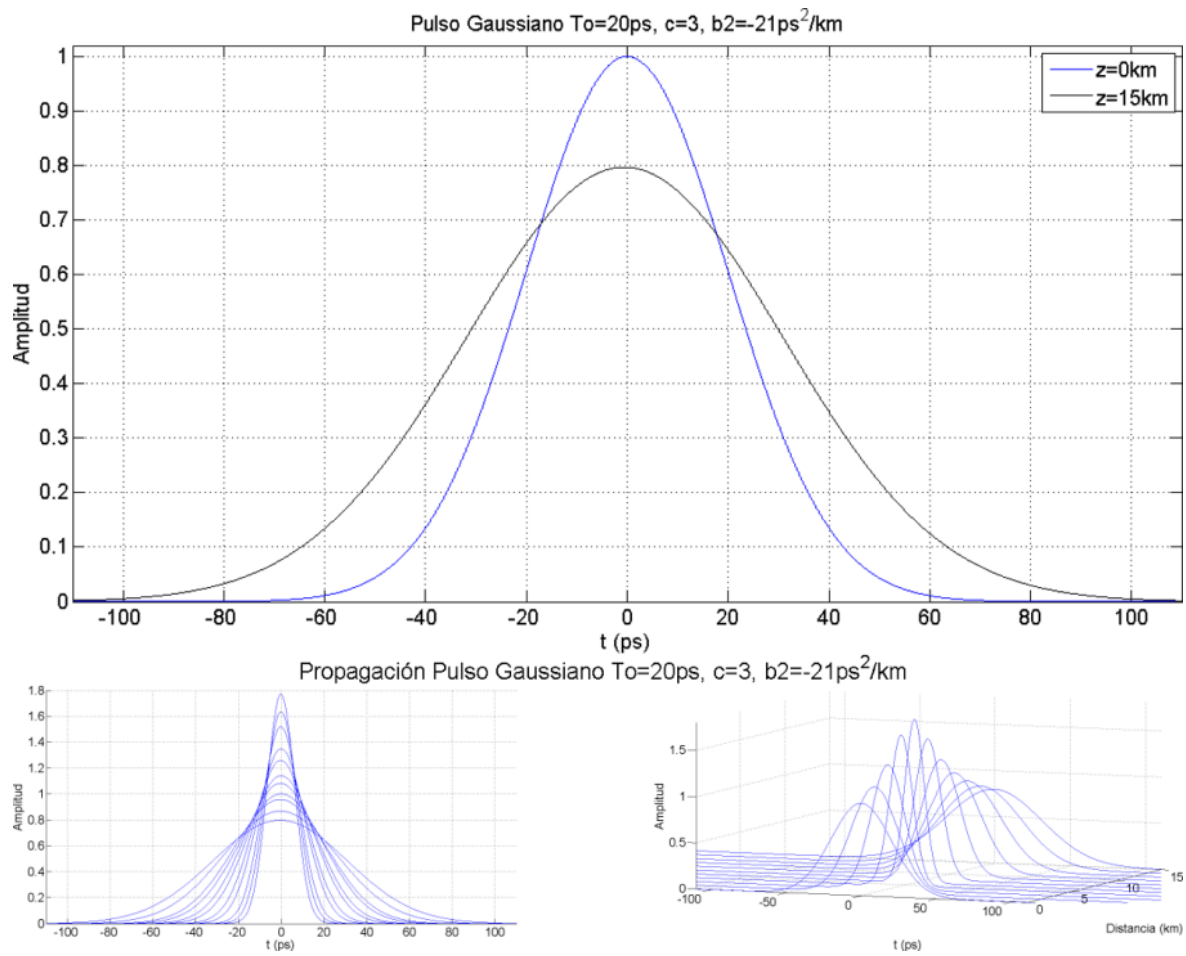


Figura 5.14. Análisis temporal simulación 5.

En la simulación 5, de nuevo se mejora nuestra señal a cierta distancia por el hecho de presentar chirp inicial debido a la modulación directa del láser con signo contrario a β_2 y por tanto con signo contrario al chirpeado generado por la dispersión cromática en la propagación. En este caso, la distancia a la que nuestra señal se encuentra con un factor $T_1/T_0 < 1$ y con una amplitud mayor es $z_{min} = 5.7143\text{km}$.

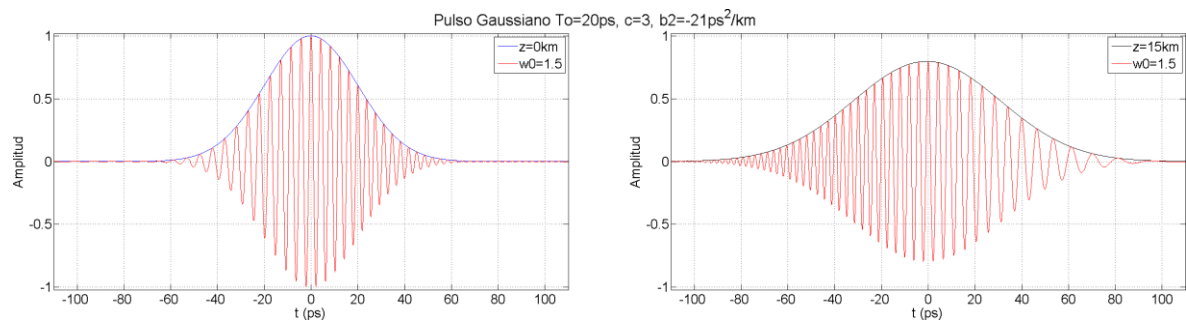


Figura 5.15. Redistribución de frecuencias simulación 5.

Como nuestra señal presenta chirp inicial positivo debido a la modulación directa del láser, se produce una variación lineal de la frecuencia del pulso con respecto a la frecuencia portadora, tanto al principio como al final de la fibra. Para el pulso al inicio de la fibra, debemos diferenciar las frecuencias que viajan a mayor velocidad que v_g y se corresponden con las que son $< \omega_0$, estas se encuentran en la parte delantera del pulso. Por otro lado tenemos las frecuencias que viajan a menor velocidad que v_g y se corresponden con las que son $> \omega_0$, estas se sitúan en la parte trasera del pulso. A continuación se produce la propagación y por tanto un cambio en sus frecuencias debido al efecto de la dispersión cromática, por lo que la contribución de chirp final o chirp efectivo se ve modificado, mostrándose nulo en z_{min} . Al ser $\beta_2 < 0$ y $C > 0$, el factor de chirp se modifica con respecto a la distancia y este se vuelve negativo al final de la fibra ya que nos encontramos en el régimen de dispersión anómalo. La repercusión de este hecho es que, al principio del pulso se colocan las frecuencias $> \omega_0$ y por tanto estas viajan a una velocidad $< v_g$. Por otro lado, al final del pulso se encuentran las frecuencias $< \omega_0$ y por tanto estas viajan a una velocidad $> v_g$.

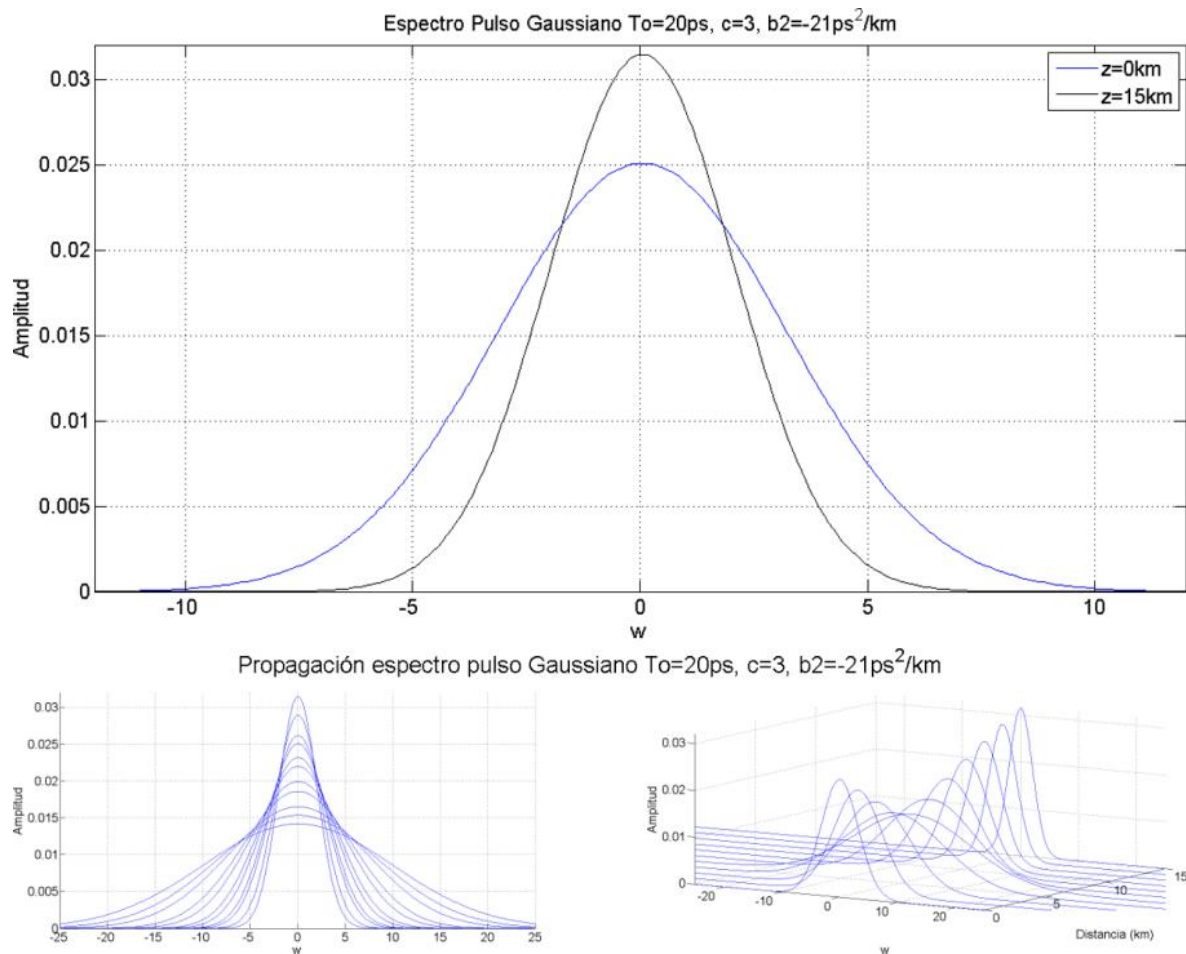


Figura 5.16. Análisis en frecuencia simulación 5.

El espectro se ha estrechado. En la propagación del espectro observamos de nuevo como en torno a $z_{min} = 5.7143km$ se corresponde con la mejor forma del este, el espectro con más ancho de banda, que también se corresponde con la señal temporal en su forma más estrecha y mayor amplitud, así como con un factor de chirp por modulación directa del láser anulado por el chirp debido a la dispersión cromática.

Simulación 6 - Pulso Gaussiano con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 20ps$	$z = 15km$	$BxL = 40,6111Gbps * km$
$\beta_2 = -21ps^2/km$	$\omega_0 = 0,55$	
$chirp = -3$		

Tabla 5.6. Parámetros para la simulación 6.

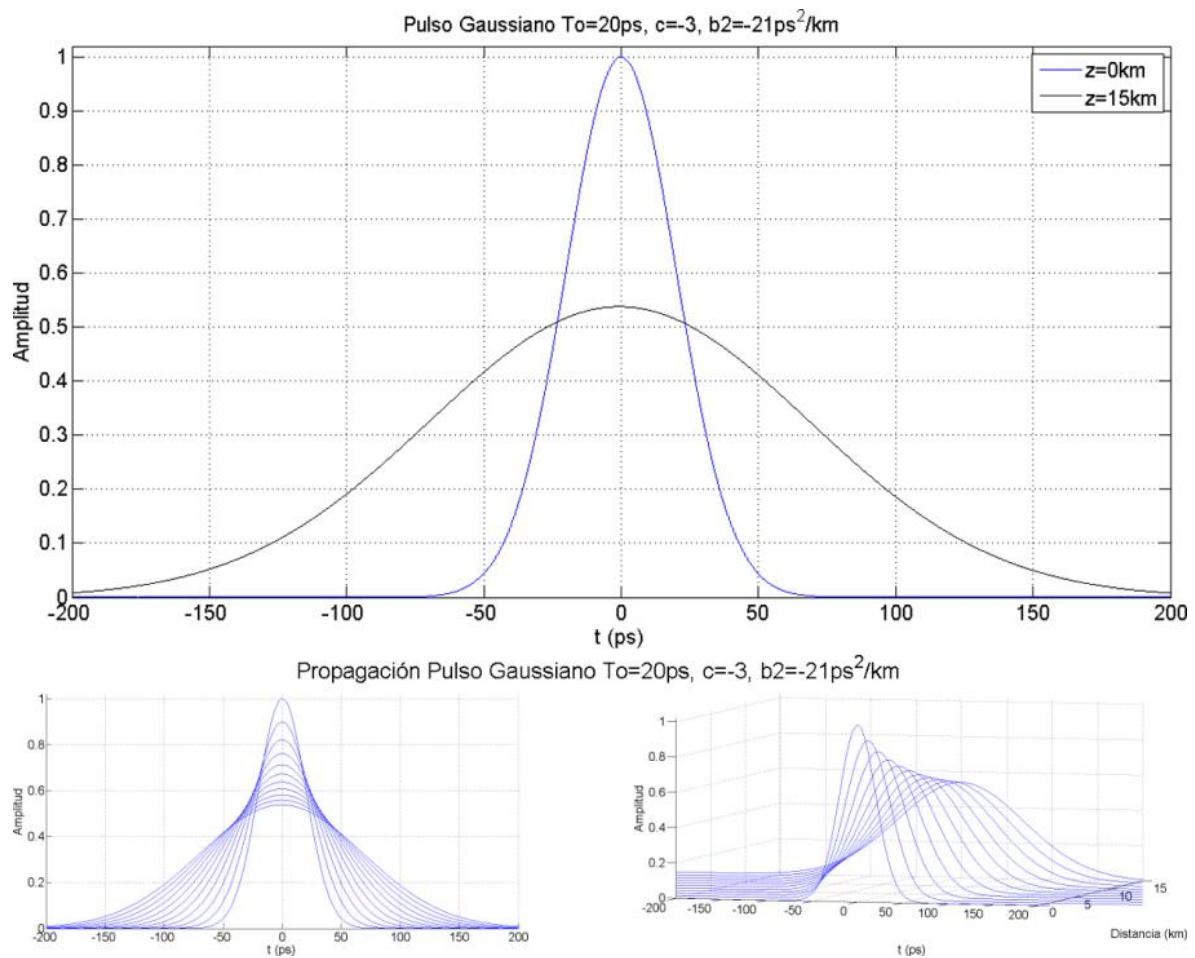


Figura 5.17. Análisis temporal simulación 6.

Debemos intentar que el factor de chirp inicial que aparece en la modulación directa del láser y β_2 tengan signos contrarios para que no ocurra lo visto en esta simulación. A causa de tener signos iguales estos dos parámetros, el pulso se ve altamente afectado en cuanto a ensanchamiento y su tasa de transmisión se ve reducida.

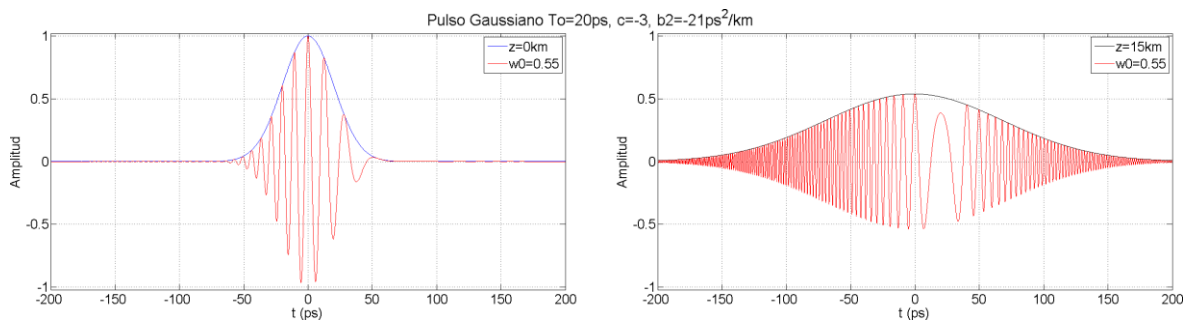


Figura 5.18. Redistribución de frecuencias simulación 6.

En este caso el factor de chirp por modulación directa del láser es negativo, por lo que, al principio del pulso las frecuencias son mayores que la frecuencia portadora y esta va decreciendo de manera que al llegar al final del pulso, las frecuencias son menores que las frecuencias de la portadora, todo esto al principio de la fibra. Al propagarse el pulso a través de la fibra se desarrolla un chirpeado debido a la dispersión cromática, al final de la fibra el chirp final alcanza un valor negativo mayor, por eso no existe cambio en cuando a la redistribución de frecuencias al principio y fin de la fibra, quedan distribuidas igual manera.

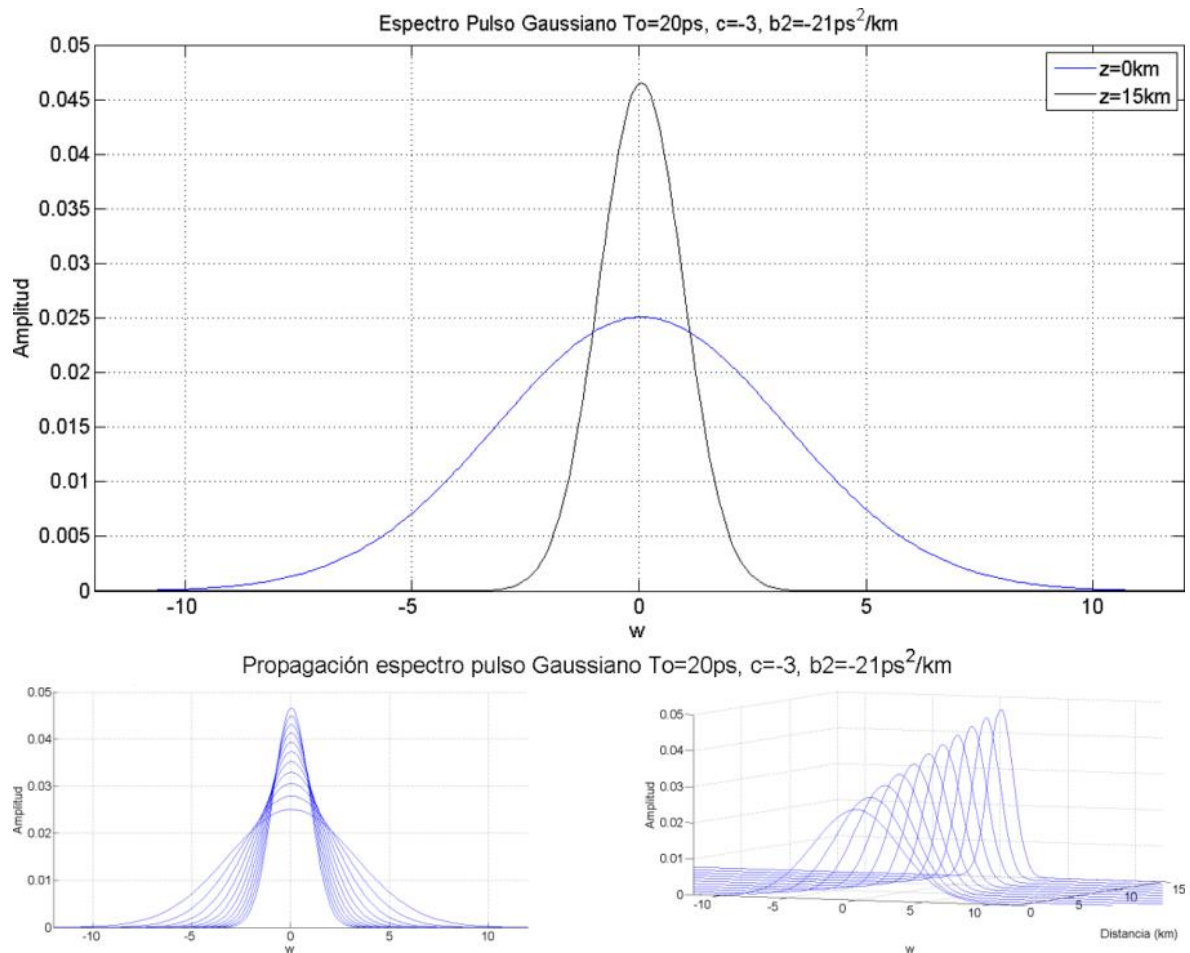


Figura 5.19. Análisis en frecuencia simulación 6.

El espectro se estrecha bastante y se encuentra bastante afectado, confinando su energía en torno a cero. A causa de esto, se ve reducida la tasa de transmisión.

Simulación 7 - Pulso Gaussiano con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 50ps$	$z = 100km$	$BxL = 286,3736Gbps * km$
$\beta_2 = -21ps^2/km$	$\omega_0 = 0,25$	
$chirp = 0$		

Tabla 5.7. Parámetros para la simulación 7.

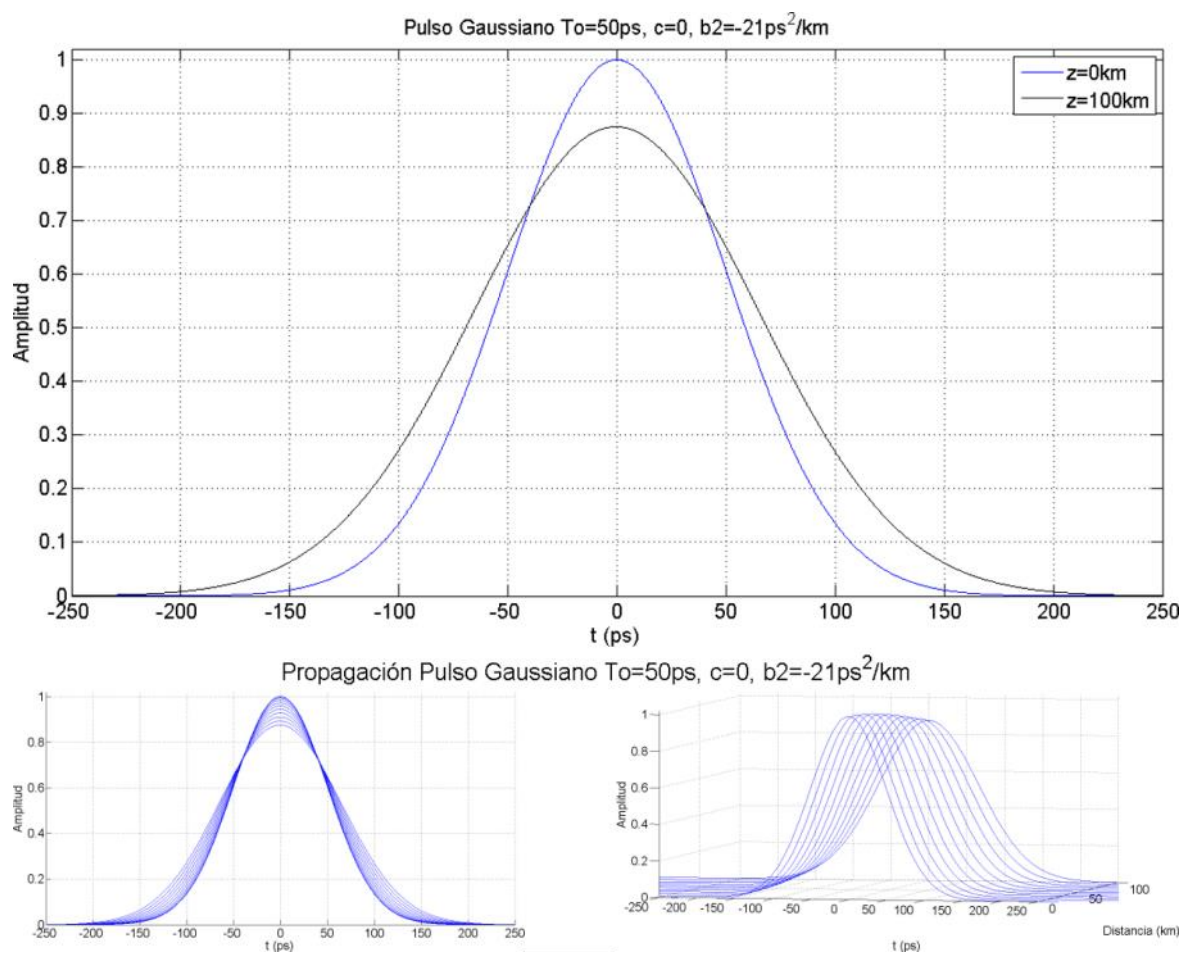


Figura 5.20. Análisis temporal simulación 7.

Nos encontramos en el régimen de dispersión anómalo y al no existir factor de chirp inicial debido a la modulación directa del láser nuestro pulso se ensancha progresivamente con un factor de $\sqrt{2}$. Debido a que la anchura inicial del pulso es elevada, se obtiene una tasa de transmisión bastante alta.

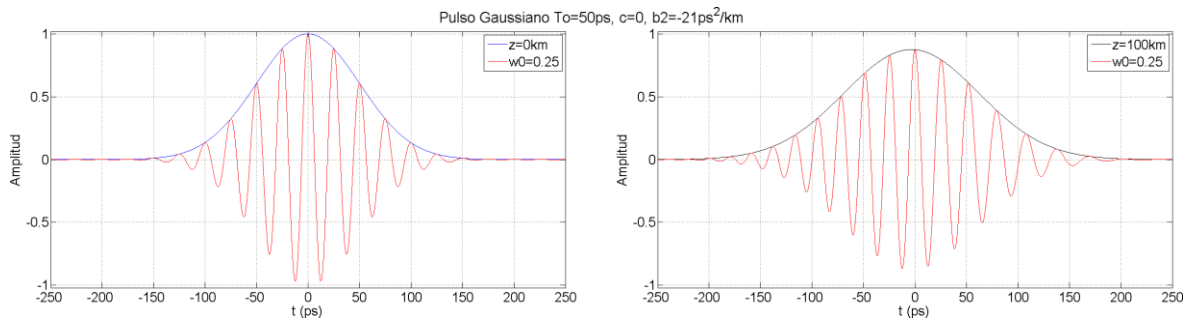


Figura 5.21. Redistribución de frecuencias simulación 7.

Se tiene un factor de chirp nulo en relación a la modulación del pulso en el láser. Al principio de la fibra no se produce cambio alguno en la frecuencia del pulso con respecto a la portadora, el pulso viaja a una velocidad constante dada por v_g . Todo esto cambia en la propagación, aparecen los efectos dispersivos y además esto hace que el pulso aparezca chirpeado debidos a dichos efectos. El pulso después de la propagación queda con sus frecuencias distribuidas de forma que, como nos encontramos en el régimen de dispersión anómalo, en la parte delantera del pulso aparecen las frecuencias mayores que la frecuencia portadora y en la parte trasera las frecuencias menores a la frecuencia portadora.

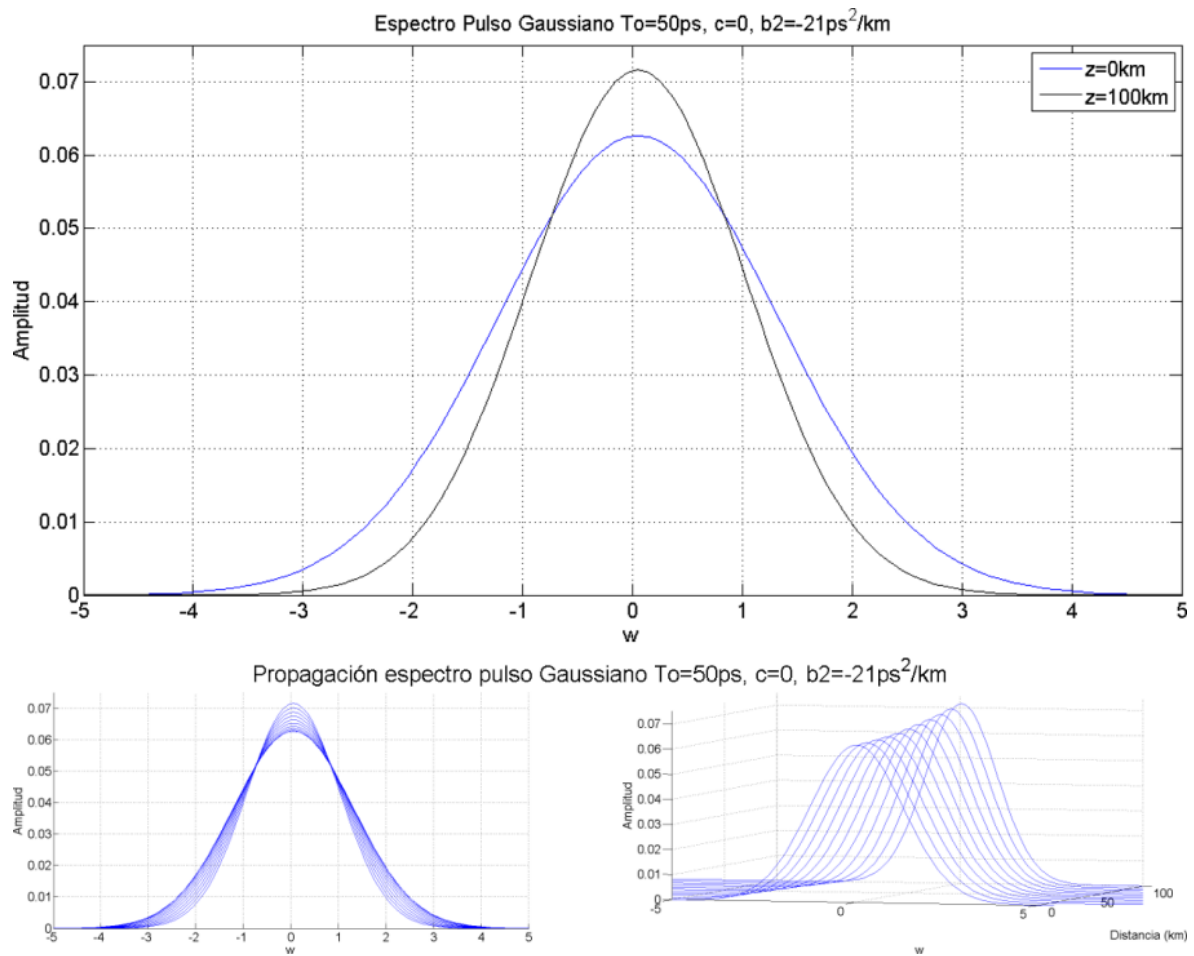


Figura 5.22. Análisis en frecuencia simulación 7.

El espectro se presenta más estrecho, lo que se traduce en factor de ensanchamiento positivo.

A continuación, se muestra la recreación que se ha conseguido de la influencia del chirp inicial debido a la modulación directa del láser con respecto al factor de ensanchamiento y en relación con otros parámetros como son la distancia recorrida por el pulso y el parámetro de dispersión de segundo orden.

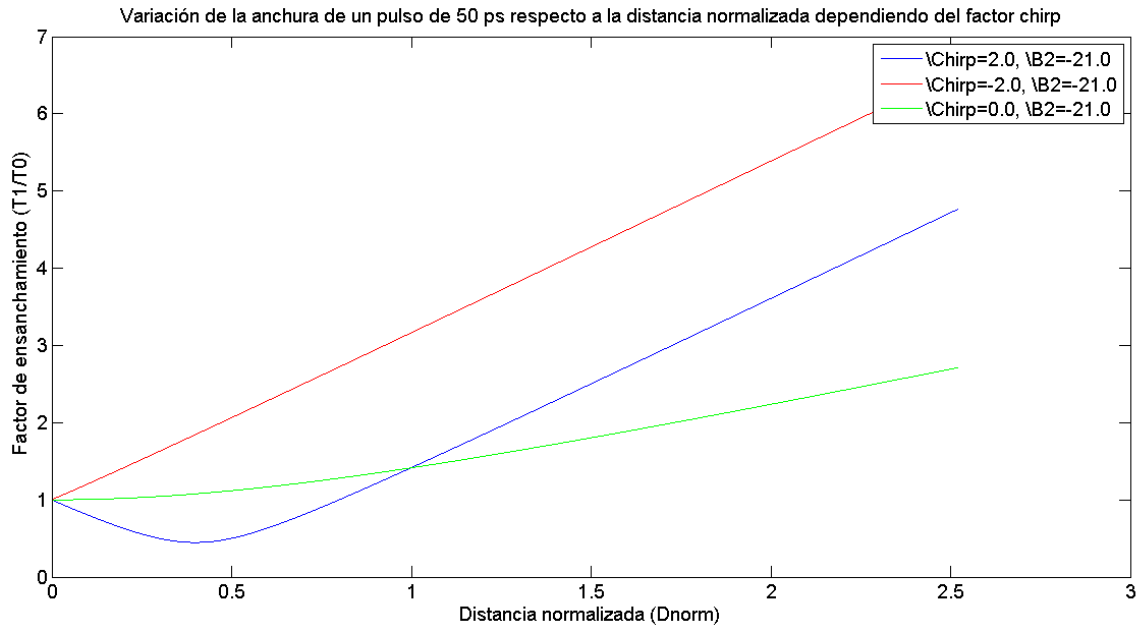


Figura 5.23. Factor de ensanchamiento respecto a una distancia normalizada con diferentes valores de chirp del láser y β_2 negativo.

La figura anterior muestra el factor de ensanchamiento T_1/T_0 en función de la distancia. Un pulso sin chirp por modulación directa del láser ($C = 0$) se amplía como $\left[1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2\right]^{1/2}$ y su anchura aumenta en un factor de $\sqrt{2}$ en $z = L_D$, esto se puede observar en la figura anterior, el trazo verde y en la simulación 7. El pulso que ha generado chirp en la modulación directa del láser, por otra parte, se puede ampliar o compensar dependiendo de si β_2 y C tienen los mismos o signos opuestos como ya hemos comprobado en las simulaciones y experimentos anteriores. Para $\beta_2 C > 0$ el pulso gaussiano chirpeado amplía monótonamente a un ritmo más rápido que el pulso sin chirp inicial, como se puede observar en la figura (5.23) con el trazo rojo. Para $\beta_2 C < 0$, la anchura del pulso disminuye inicialmente y se vuelve mínima a una distancia y con un valor mínimo que depende del parámetro del chirp por modulación directa del láser.

Físicamente, cuando $\beta_2 C < 0$, el chirp de la dispersión por velocidad de grupo o GVD contrarresta el chirp inicial de la modulación directa del láser como se puede comprobar en la figura (5.23) con el trazo azul, y el chirp efectivo, es decir el efecto del chirp debido a la modulación directa del láser y el chirpeado propio de la dispersión en la propagación, disminuye hasta que desaparece en $z = z_{min}$.

A continuación, se muestra una simulación de la variación que sufre el factor de chirp que se crea en la modulación directa del láser respecto a la distancia normalizada con un parámetro β_2 negativo.

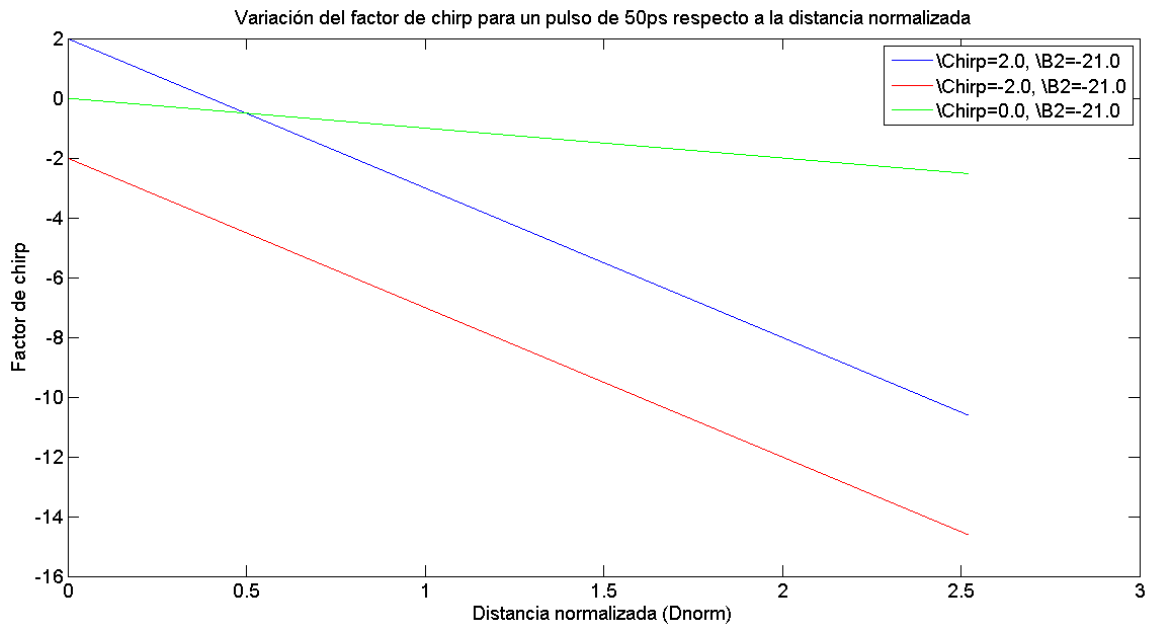


Figura 5.24. Variación del factor de chirp inicial con respecto a la distancia normalizada ($\beta_2 < 0$).

De acuerdo a la ecuación (59), el factor de chirp por modulación directa del láser sufre una variación al ser el pulso propagado. En este caso el régimen de dispersión es el anómalo ($\beta_2 < 0$), los factores de chirp por modulación directa del láser nulos van decreciendo en cuanto a magnitud y los negativos, cambian su valor. Aquellos valores de chirp por modulación directa del láser con signo positivo al alcanzar z_{min} se anula este con el chirpeado desarrollado por la dispersión cromática para después cambiar de signo.

Simulación 8 - Pulso Gaussiano con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 50ps$	$z = 100km$	$BxL = 181,6305Gbps * km$
$\beta_2 = 45ps^2/km$	$\omega_0 = 0,275$	
$chirp = 0$		

Tabla 5.8. Parámetros para la simulación 8.

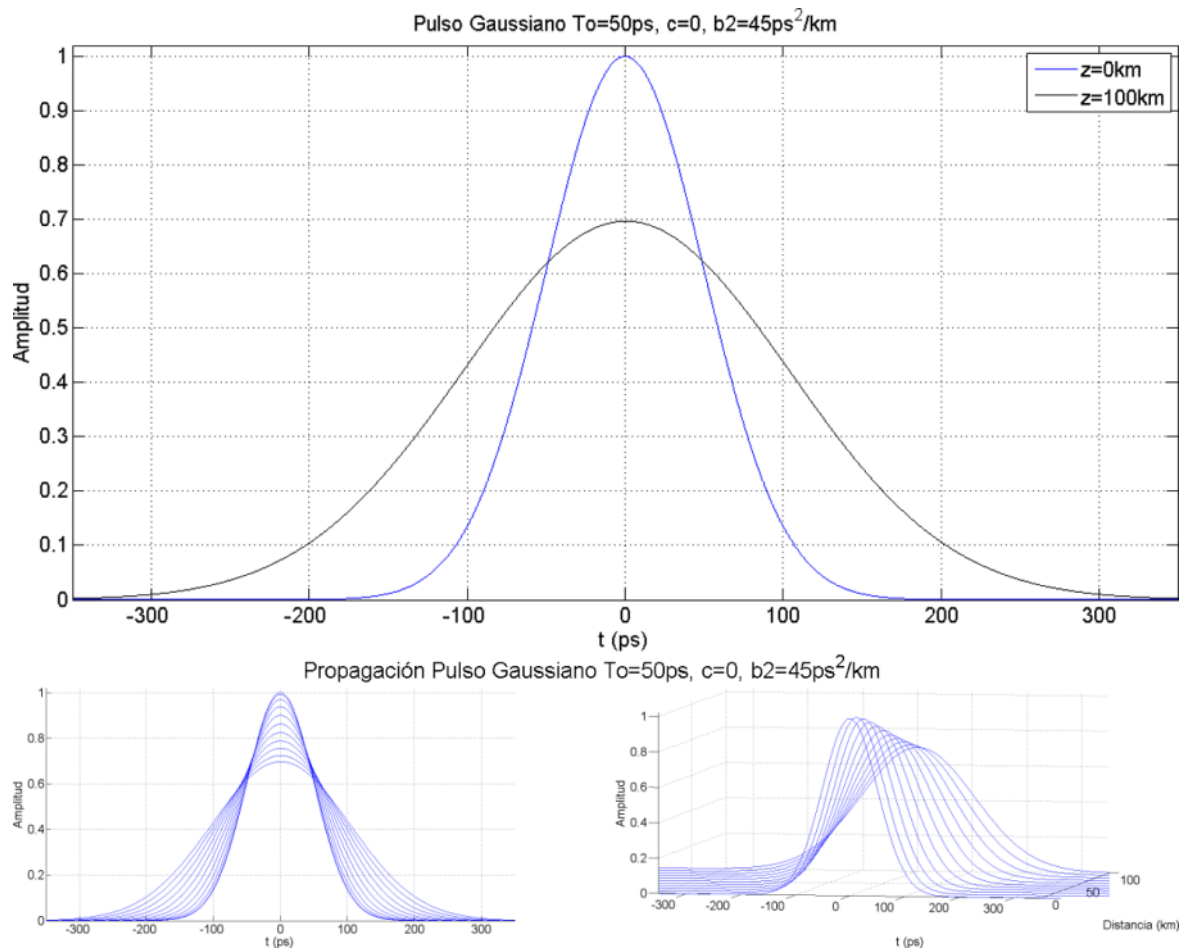


Figura 5.25. Análisis temporal simulación 8.

En la simulación 8, el parámetro β_2 es positivo y por su valor sabemos que corresponde con una longitud de onda menor que la que se corresponde con las simulaciones anteriores. Este hecho provoca que en la señal se produzca mayor ensanchamiento que en la simulación 7 y además que el producto $B \times L$ sea menor que cuando nos encontramos con $\beta_2 = -21\text{ps}^2/\text{km}$.

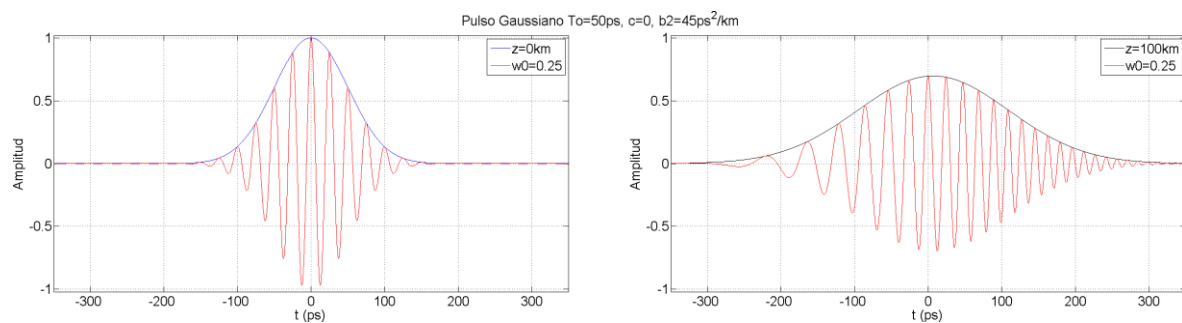


Figura 5.26. Redistribución de frecuencias simulación 8.

La frecuencia del pulso permanece constante y no sufre cambio alguno al principio de la fibra porque el chirp debido a la modulación directa del láser es nulo, pero al propagarse dicho pulso a través de la fibra aparece el efecto de GDV. Dicho efecto provoca que aparezca la señal chirpeada, como se observa en la ecuación (59). Nos encontramos en el régimen de dispersión normal y por tanto el chirp nulo inicial va aumentando su valor haciéndose positivo (coincide con el signo de la dispersión cromática). En la parte delantera del pulso las frecuencias viajan a una velocidad $> v_g$ siendo estas frecuencias $< \omega_0$. En la parte trasera del pulso las frecuencias viajan a una velocidad $< v_g$ siendo estas frecuencias $> \omega_0$.

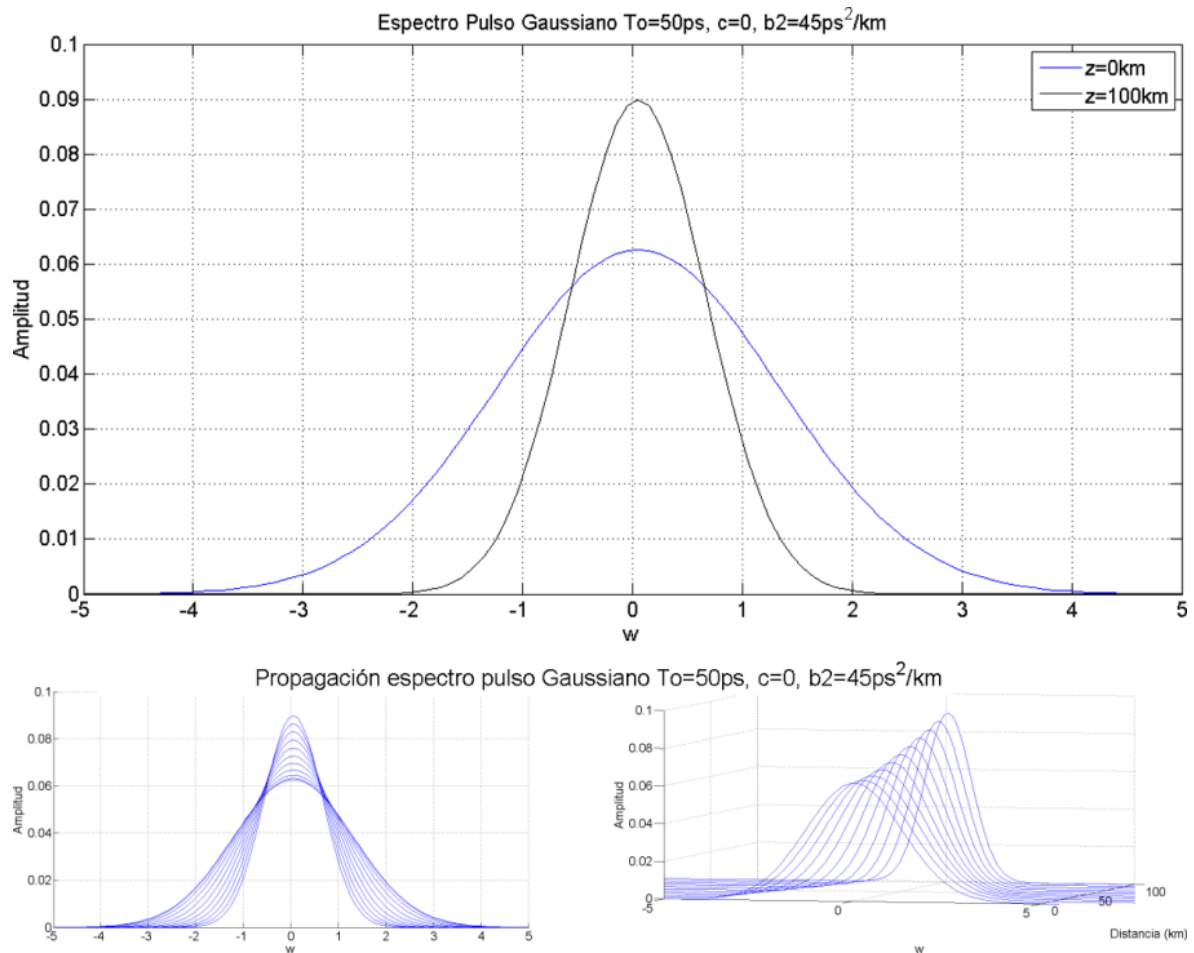


Figura 5.27. Análisis en frecuencia simulación 8.

A continuación, se muestra la representación del factor de ensanchamiento respecto a una distancia normalizada con diferentes valores de chirp por modulación directa del láser y β_2 pero este último positivo y de valor $45 \text{ ps}^2/\text{km}$.

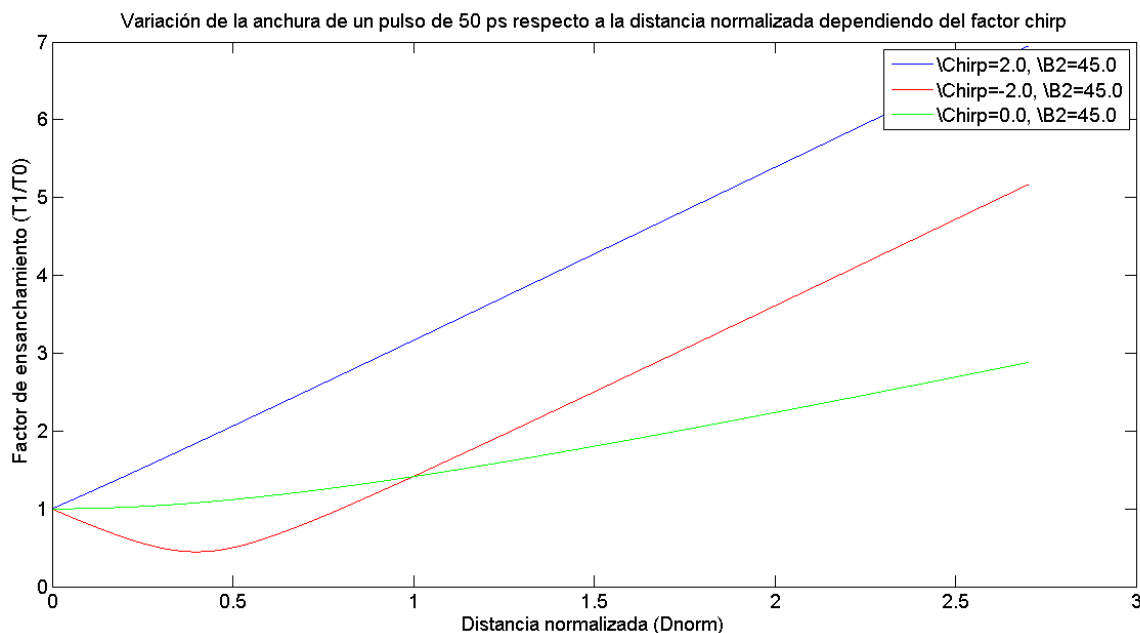


Figura 5.28. Factor de ensanchamiento respecto a una distancia normalizada con diferentes valores de chirp inicial y β_2 positivo.

Ocurre exactamente igual que lo descrito para la figura (5.23), vemos que para un factor de chirp inicial debido a la modulación directa del láser nulo (verde), siempre va a expandirse nuestro pulso progresivamente, pero en este caso el factor de ensanchamiento es mayor que con $\beta_2 = -21 \text{ ps}^2/\text{km}$. En este caso, como β_2 es positivo, este contrarresta a los factores de chirp iniciales que aparecen en la modulación directa del láser que sean negativos (rojo) y se produce un mayor ensanchamiento (azul) para aquellos factores de chirp iniciales que son positivos (o sea, de igual signo que β_2), aún más que si el factor de chirp por modulación directa del láser fuera nulo. En este caso como su valor es $\beta_2 = 45 \text{ ps}^2/\text{km}$ sabemos que corresponde con una longitud de onda menor y por tanto se expande más rápido que para $\beta_2 = -21 \text{ ps}^2/\text{km}$, puesto que la dispersión cromática es mayor para estas longitudes de onda.

Po último, se muestra una simulación de la variación que sufre el factor de chirp debido a la modulación directa del láser respecto a la distancia normalizada con un parámetro β_2 positivo.

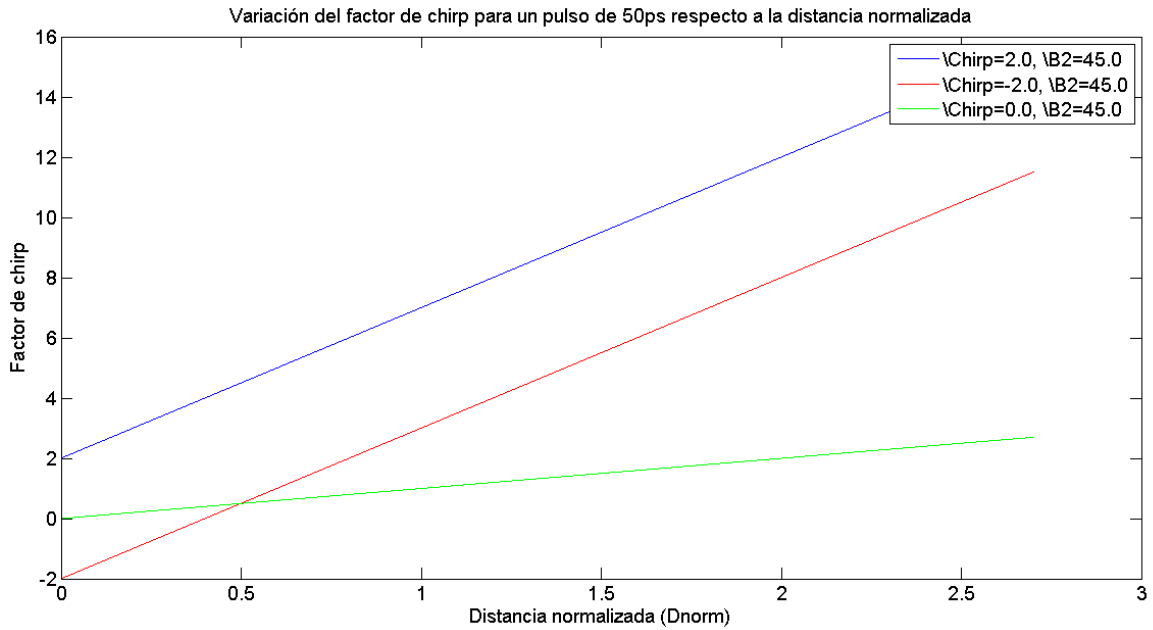


Figura 5.29. Variación del factor de chirp inicial con respecto a la distancia normalizada ($\beta_2 > 0$).

Al encontrarnos en el régimen de dispersión normal ($\beta_2 > 0$), los factores de chirp por modulación directa del láser nulos van aumentando en cuanto a magnitud y los positivos, cambian su valor. Aquellos valores de chirp iniciales con signo negativo al alcanzar cierta distancia se contrarresta con el chirp de la dispersión cromática y después cambian de signo.

5.1.2 Pulsos Super-Gaussianos propagándose con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$

Al igual que en el apartado 5.1.1, en este, se muestran simulaciones con pulsos super-gaussianos que ven afectados en la propagación por la dispersión por velocidad de grupo. Como ya sabemos, algunos pulsos presentan factor de chirp inicial por la modulación directa del láser. Caracterizando convenientemente nuestro sistema trataremos de reducir estos dos efectos también para estas formas de onda.

Simulación 9 - Pulso Super-Gaussiano con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 5ps$	$z = 1km$	$BxL = 21,1844Gbps * km$
$\beta_2 = -21ps^2/km$	$\omega_0 = 3$	
$chirp = 0$	$m = 2$	

Tabla 5.9. Parámetros para la simulación 9.

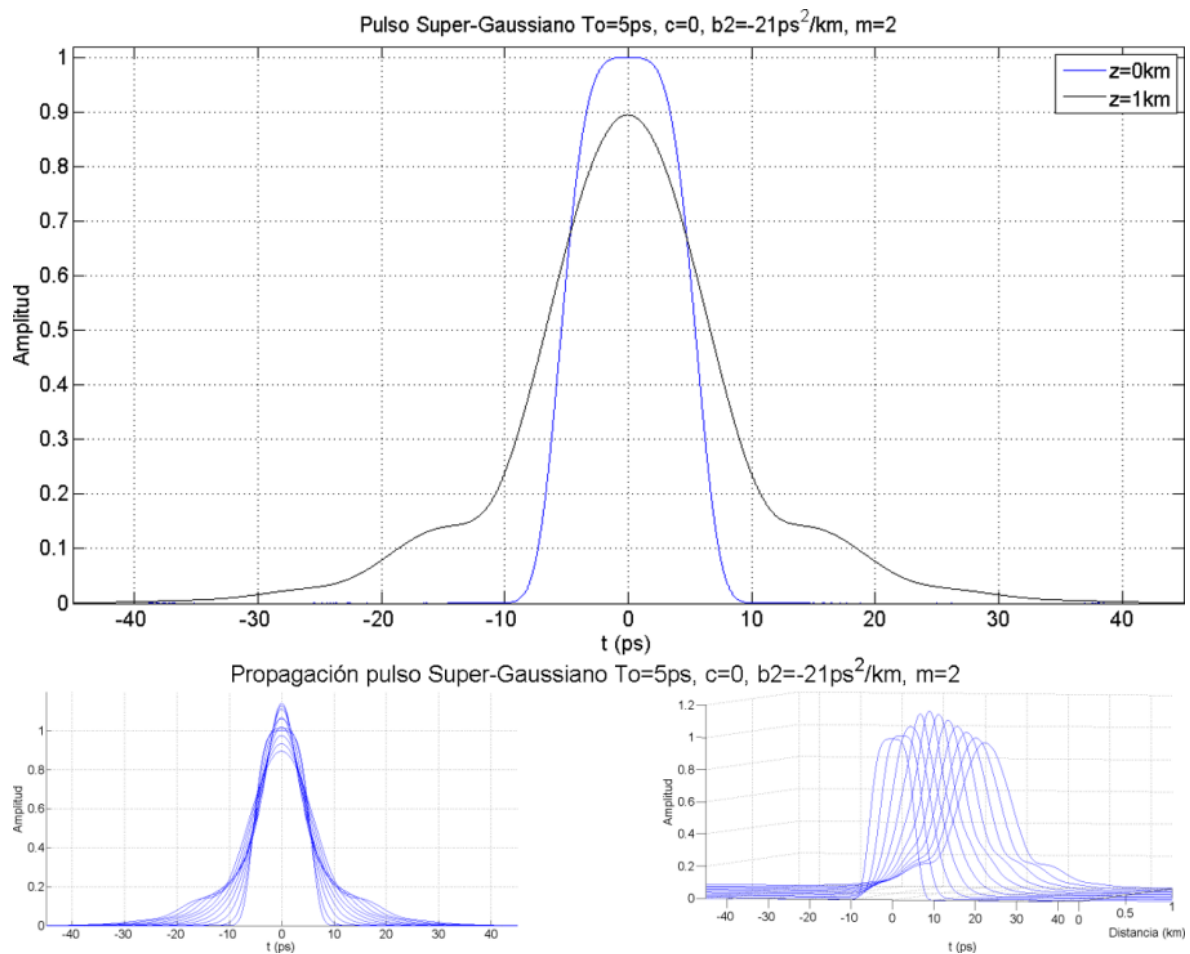


Figura 5.30. Análisis temporal simulación 9.

Los pulsos super-gaussianos presentan una forma más cuadrada y es por esto que se amplían de forma más rápida que los pulsos gaussianos en las mismas condiciones de anchura inicial, además, al principio de la propagación el pulso aumenta ligeramente su amplitud. Estos alcanzan una tasa de transmisión menor, como podemos ver si lo comparamos con la simulación 1.

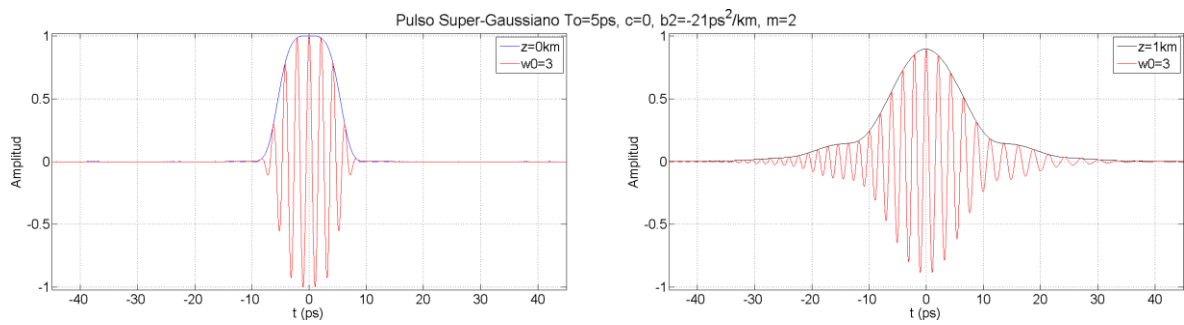


Figura 5.31. Redistribución de frecuencias simulación 9.

De nuevo no se observa que se hayan producido cambios en la frecuencia del pulso con respecto a la frecuencia portadora al principio de la fibra ya que el factor de chirp que se genera en la modulación directa del láser es nulo, pero si observamos que en el pulso una vez propagado no ocurre lo mismo. Como el efecto que aparece en la propagación es GDV anómalo, el pulso se chirpea y ocurre entonces que en la parte delantera del pulso vemos las frecuencias más lentas cuya frecuencia es mayor que la portadora y en la parte trasera tenemos las frecuencias más rápidas cuya frecuencia es menor que la portadora.

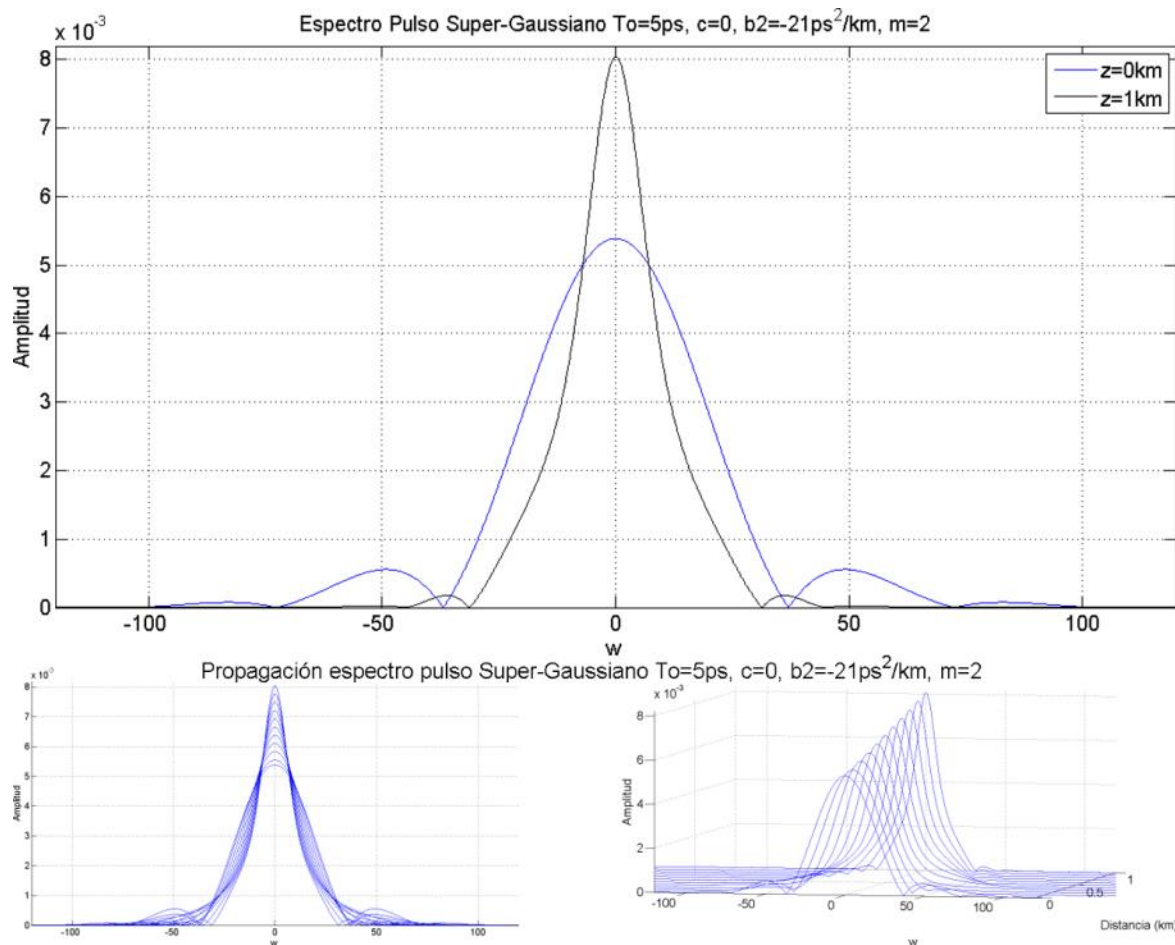


Figura 5.32. Análisis en frecuencia simulación 9.

En el espectro de un pulso super-gaussiano aparecen lóbulos laterales debido a la forma cuadrada que presenta en el dominio temporal. La cantidad de estos depende del valor del parámetro m , en este caso hay 2 a cada lado del pulso.

Simulación 10 - Pulso Super-Gaussiano con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 5\text{ps}$	$z = 1\text{km}$	$B \times L = 7,2859\text{Gbps} \times \text{km}$
$\beta_2 = -21\text{ps}^2/\text{km}$	$\omega_0 = 5$	$z_{\min} = 0.3\text{km}$
$\text{chirp} = 2$	$m = 2$	$T_{\min} = 2.12\text{ps}$

Tabla 5.10. Parámetros para la simulación 10.

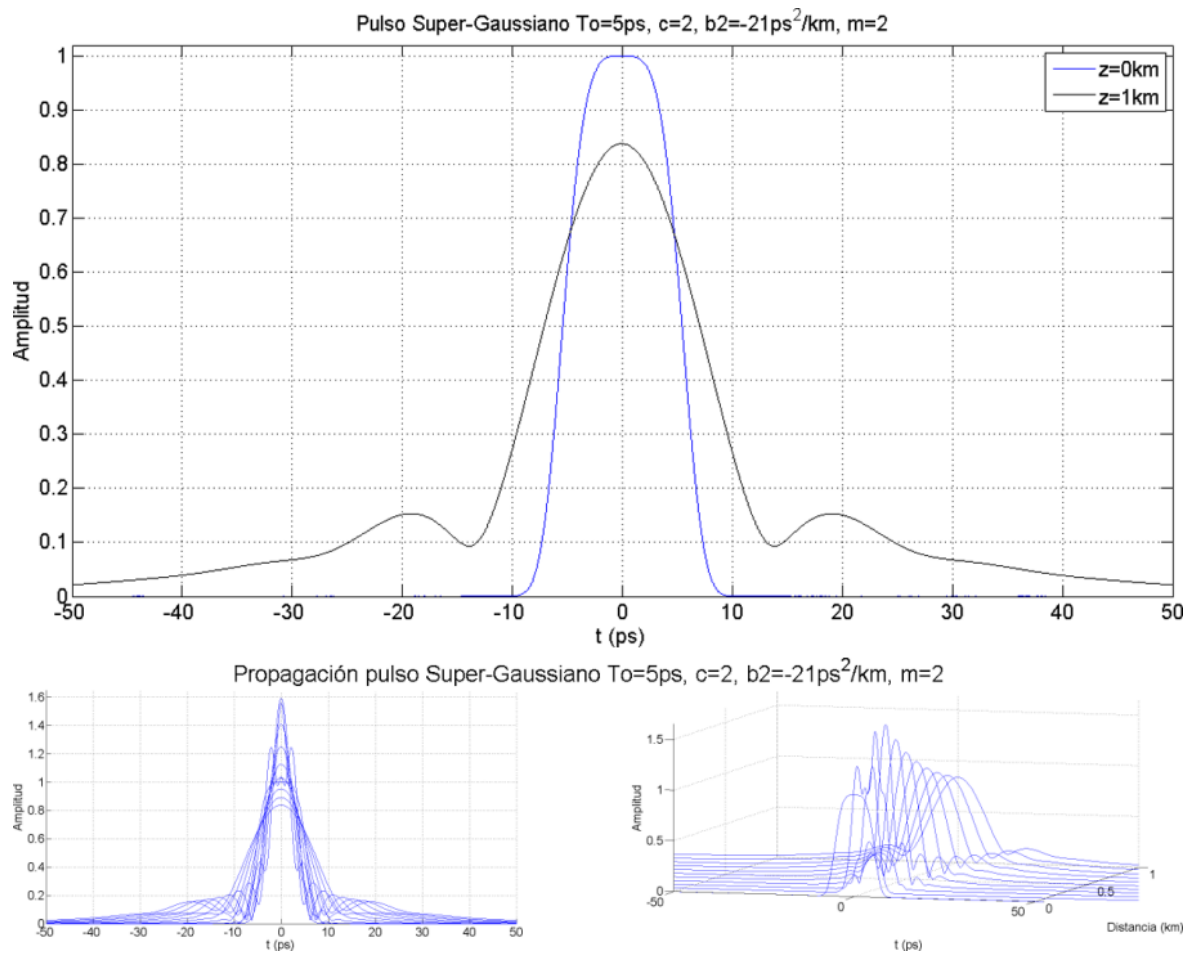


Figura 5.33. Análisis temporal simulación 10.

Se produce cierta mejora en la propagación del pulso, pero en menor cantidad que cuando la forma del pulso era gaussiana. En la propagación se observa en torno a $z = 0.1\text{km}$ que la señal se deforma bastante hasta alcanzar $z_{\min} = 0.3\text{km}$ donde la señal se encuentra más estrecha y con mayor amplitud debido a que el factor de chirp que aparece en la modulación directa del láser se ha anulado con el chirpeado propio que aparece en la propagación debido a la dispersión cromática, obteniendo así un factor de chirp efectivo nulo por ambas contribuciones.

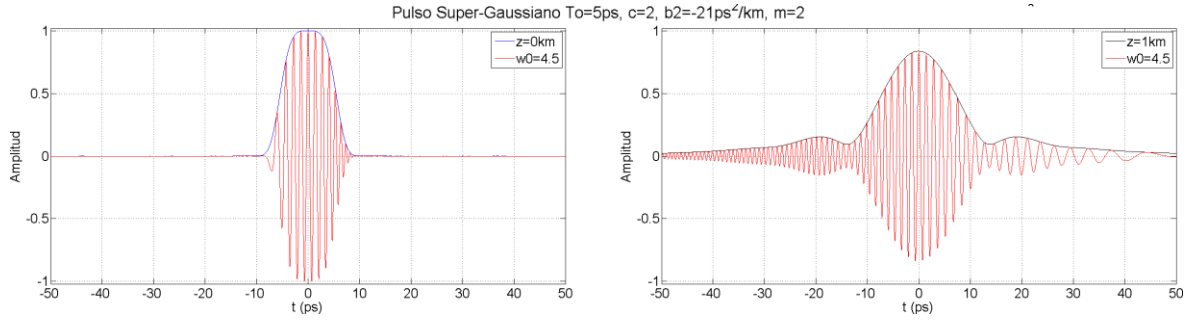


Figura 5.34. Redistribución de frecuencias simulación 10.

En esta simulación tenemos un factor de chirp por modulación directa del láser positivo, lo que quiere decir que al principio del pulso se encuentran las frecuencias que son menores que la frecuencia de portadora y por tanto la señal viaja a una velocidad mayor que la velocidad de grupo v_g . Al final del pulso tenemos las frecuencias mayores a la frecuencia de portadora y a causa de esto la señal viaja a una velocidad menor a la de grupo v_g . A continuación, se produce un cambio en sus frecuencias debido al efecto de la dispersión de segundo orden y es por esto que el factor de chirp efectivo se ve modificado. Al ser $\beta_2 < 0$ y $C > 0$, el chirp efectivo se vuelve negativo a cierta distancia. Por esto las frecuencias quedan distribuidas de manera que, al principio del pulso se colocan las frecuencias $> \omega_0$ y por tanto estas viajan a una velocidad $> v_g$. Por otro lado, al final del pulso se encuentran las frecuencias $< \omega_0$ y por tanto estas viajan a una velocidad $< v_g$.

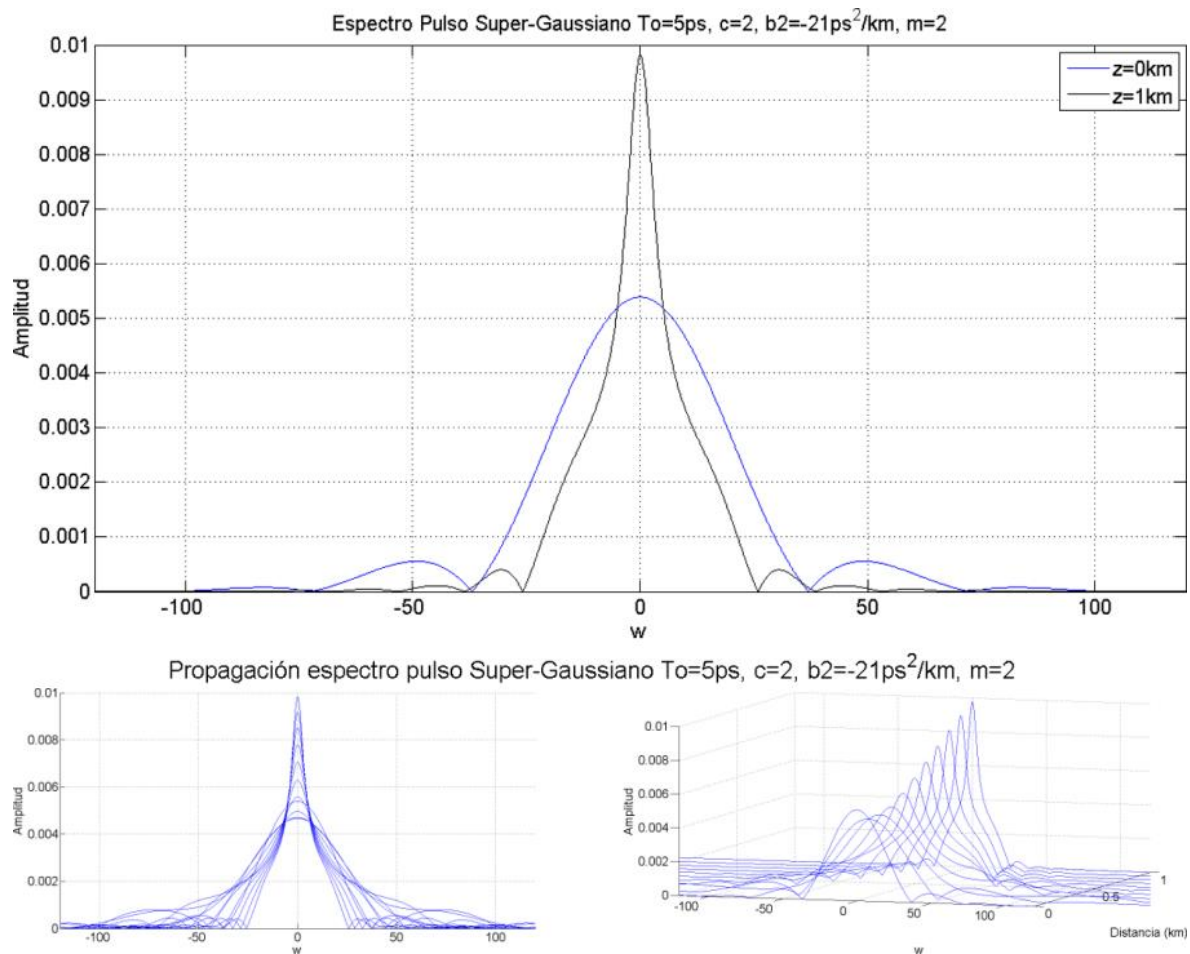


Figura 5.35. Análisis en frecuencia simulación 10.

Del espectro se observa como hay bastante diferencia respecto a los pulsos gaussianos ya que en el espectro del pulso super-gaussiano la energía se concentra más en el centro del espectro. El número de lóbulos laterales que aparecen es igual a m y estos también sufren los efectos de la dispersión con la distancia.

Simulación 11 - Pulso Super-Gaussiano con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 5ps$	$z = 1km$	$BxL = 5,5005Gbps * km$
$\beta_2 = -21ps^2/km$	$\omega_0 = 3$	
$chirp = -2$	$m = 2$	

Tabla 5.11. Parámetros para la simulación 11.

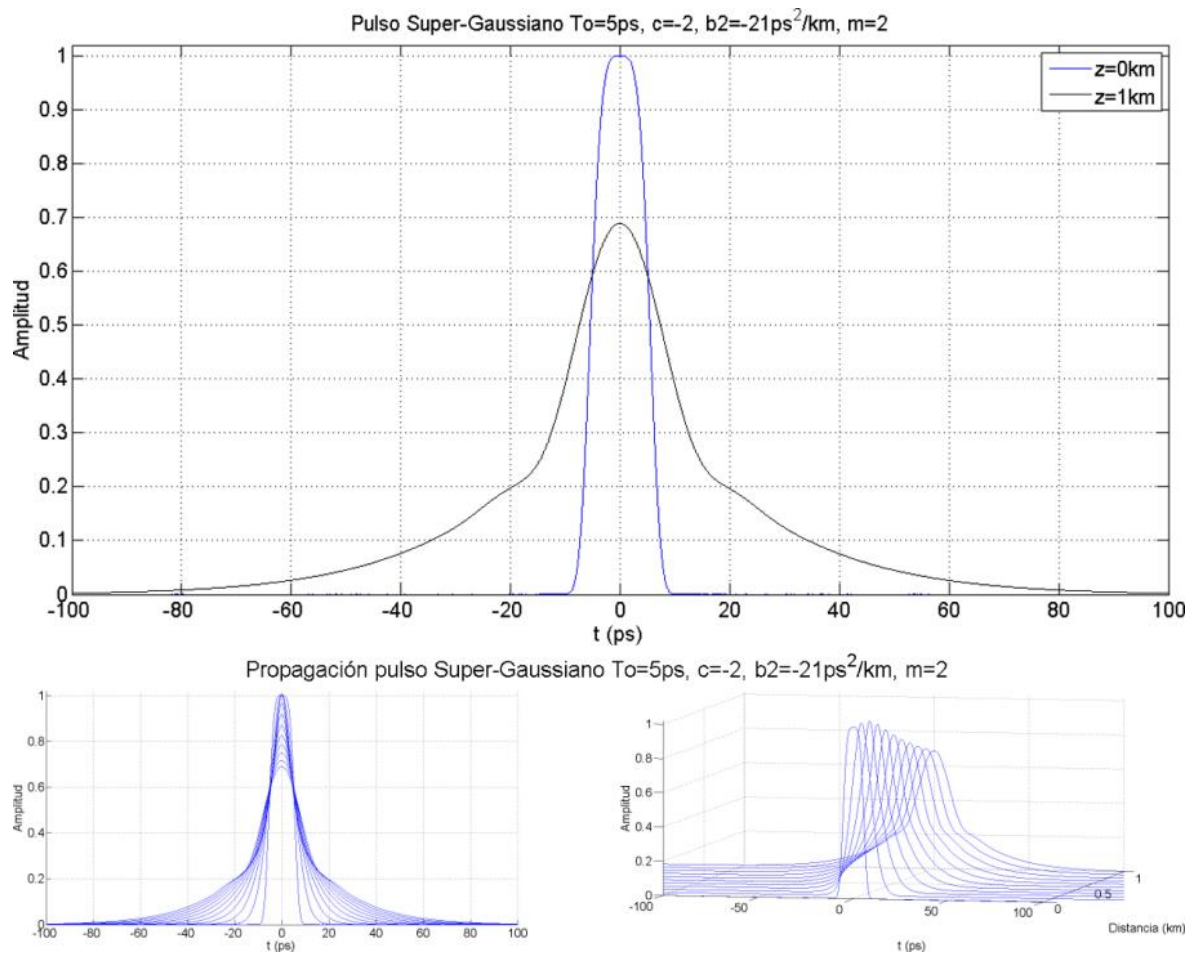


Figura 5.36. Análisis temporal simulación 11.

Este es el peor caso y por ello la señal al final de la fibra se ha visto empeorada. El efecto producido en los pulsos super-gaussianos por el efecto del chirp debido a la modulación directa del láser con igual signo al chirp por la dispersión de segundo orden que aparece en la propagación, es igual al que se producía en los pulsos gaussianos. En este caso obtenemos un pulso que ha decrecido bastante en amplitud y una tasa de transmisión menor que en el caso de los pulsos gaussianos.

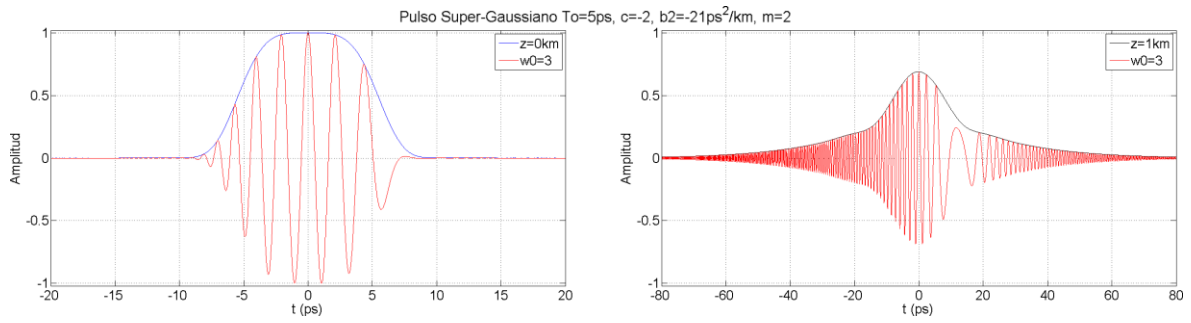


Figura 5.37. Redistribución de frecuencias simulación 11.

La redistribución de frecuencias se realiza justo al contrario que cuando nos encontramos con un factor de chirp por modulación directa del láser positivo. Las frecuencias mayores a la frecuencia portadora se colocan en la parte delantera del pulso y las que tienen una frecuencia menor a la frecuencia portadora se colocan en la parte trasera del pulso, esto le ocurre al pulso antes de la transmisión. Al propagarse el pulso a través de la fibra aparece el chirp propio debido a la dispersión de segundo orden, pero en este caso al ser negativo la variación que se produce en el chirp efectivo lo hace más negativo aún, por eso no existe cambio en cuando a la redistribución de frecuencias al principio y fin de la fibra.

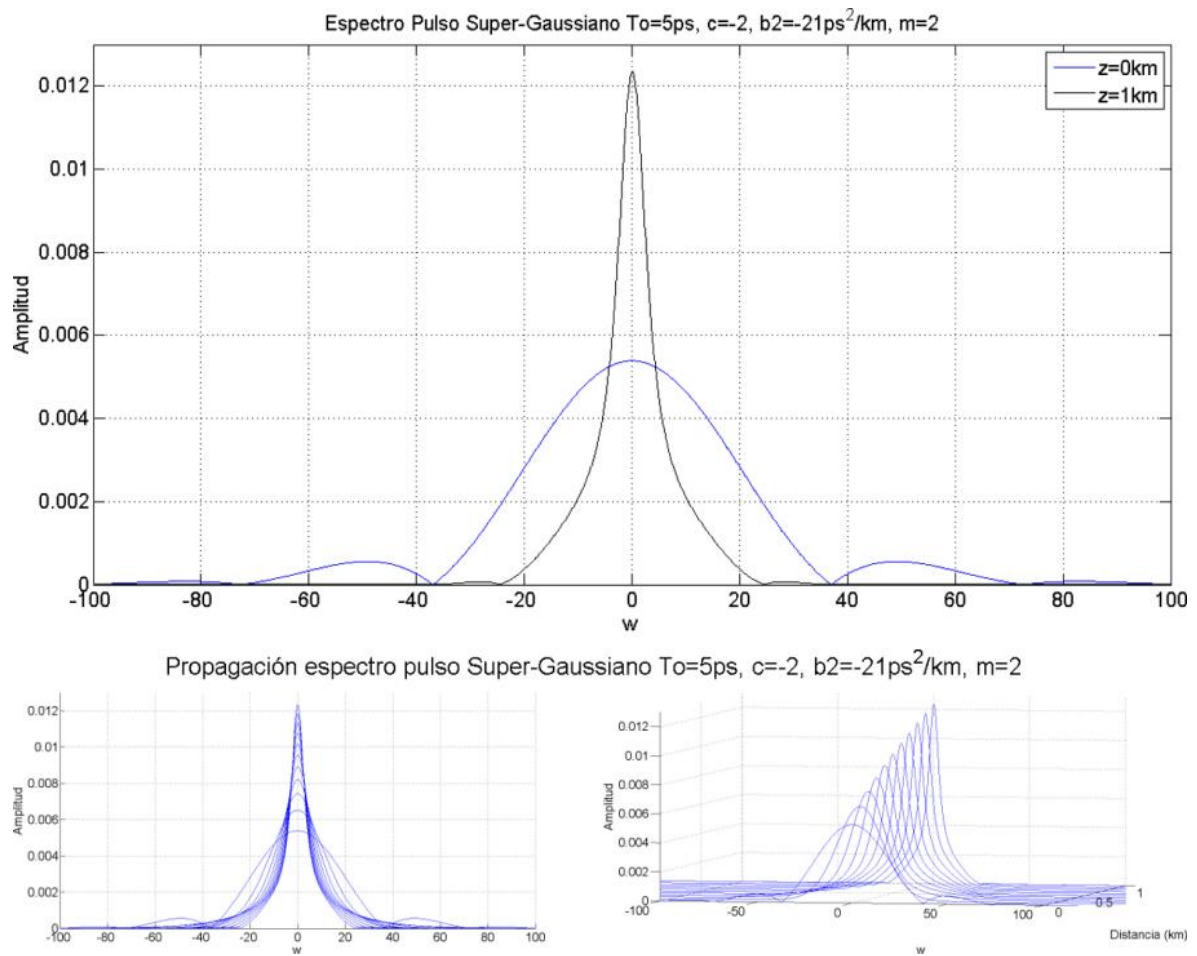


Figura 5.38. Análisis en frecuencia simulación 11.

La energía se concentra mayormente en la parte central del pulso debido al alto factor de ensanchamiento con el que nos encontramos.

Simulación 12 - Pulso Super-Gaussiano con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 20\text{ps}$	$z = 30\text{km}$	$B \times L = 78,2543\text{Gbps} * \text{km}$
$\beta_2 = -21\text{ps}^2/\text{km}$	$\omega_0 = 0,5$	
$\text{chirp} = 0$	$m = 3$	

Tabla 5.12. Parámetros para la simulación 12.

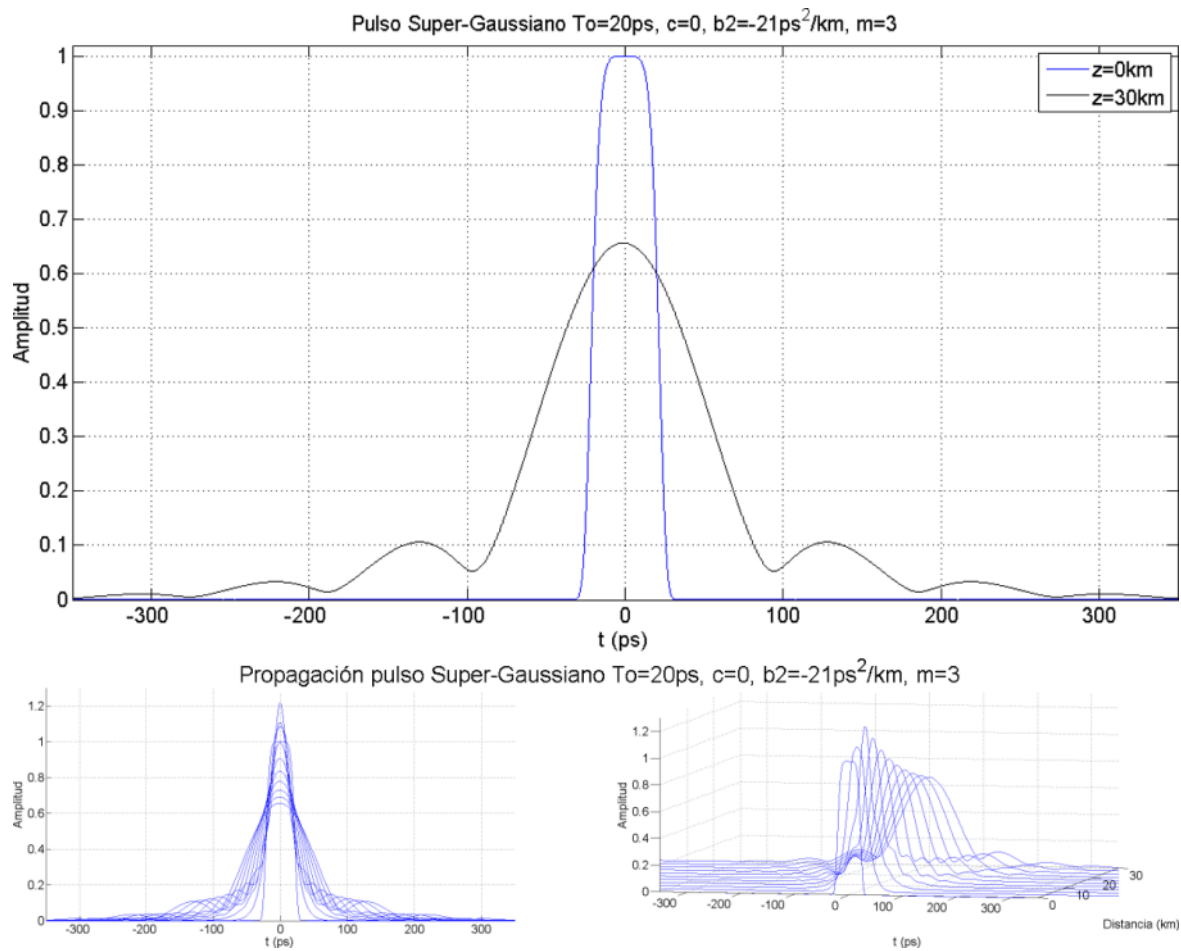


Figura 5.39. Análisis temporal simulación 12.

En este caso el pulso se amplía de forma constante, su tasa de transmisión es menor que la que aparece en la simulación 4, cuando la forma del pulso era gaussiana.

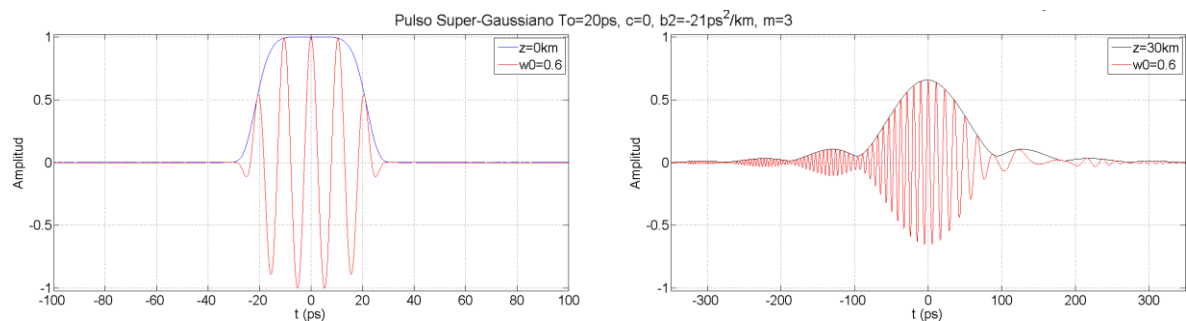


Figura 5.40. Redistribución de frecuencias simulación 12.

Como el factor de chirp debido a la modulación directa del láser es nulo, no observamos que se produzcan cambios en la frecuencia del pulso con respecto a la portadora al principio de la fibra. Durante la propagación aparecen los efectos dispersivos de segundo orden y estos afectan en cuanto a ensanchamiento de la señal y a la redistribución de frecuencias que se produce en el pulso haciendo que este se encuentre chirpeado al final de la fibra. El pulso después de la propagación queda con sus frecuencias distribuidas de forma que, como nos encontramos en el régimen de dispersión anómalo, en la parte delantera del pulso aparecen las frecuencias mayores que la frecuencia portadora y en la parte trasera las frecuencias menores a la frecuencia portadora.

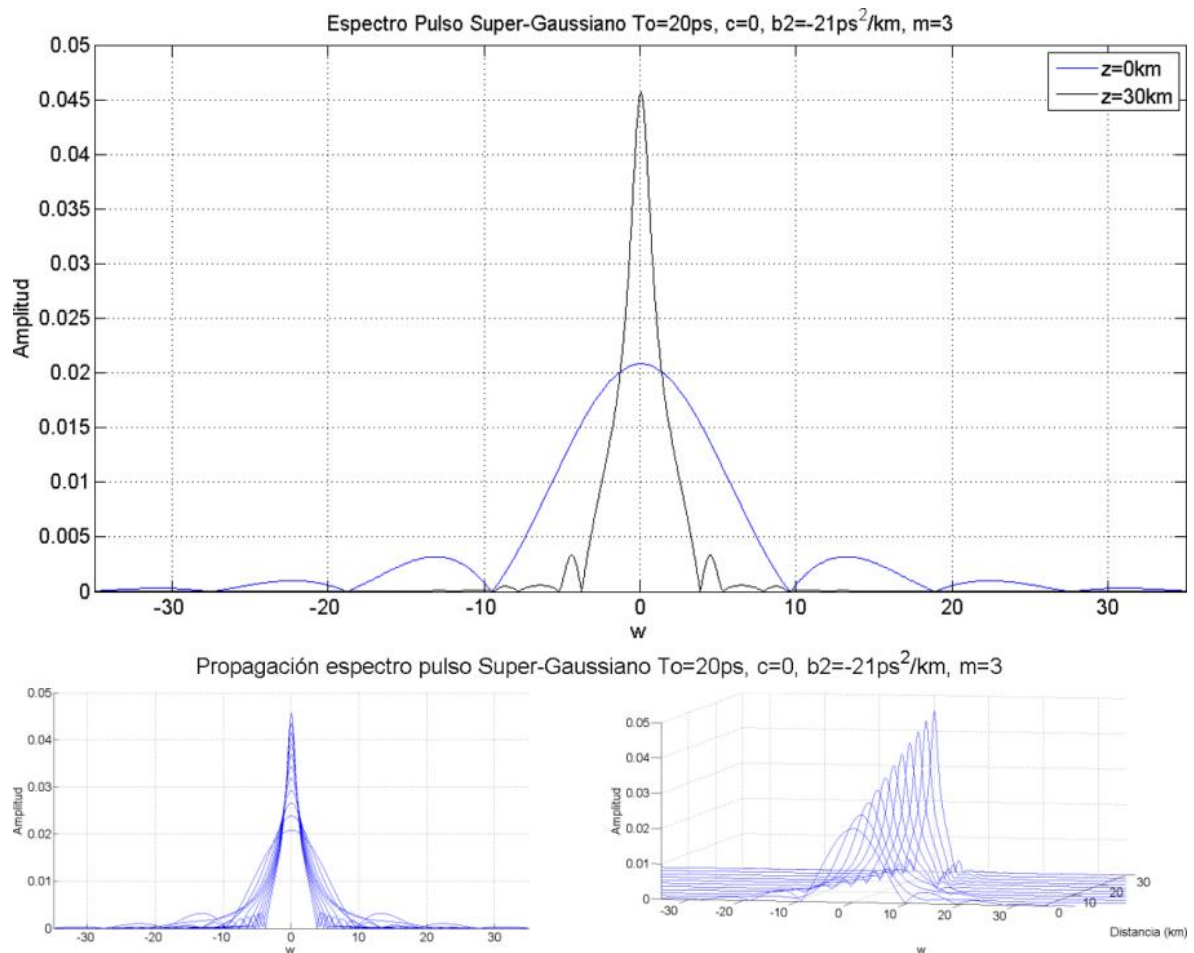


Figura 5.41. Análisis en frecuencia simulación 12.

En el espectro tenemos 3 lóbulos laterales a cada lado, estos lóbulos que aparecen en la propagación también sufren dispersión.

Simulación 13 - Pulso Super-Gaussiano con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 50ps$	$z = 100km$	$BxL = 158,8838Gbps * km$
$\beta_2 = -21ps^2/km$	$\omega_0 = 0,3$	
$chirp = 0$	$m = 4$	

Tabla 5.13. Parámetros para la simulación 13.

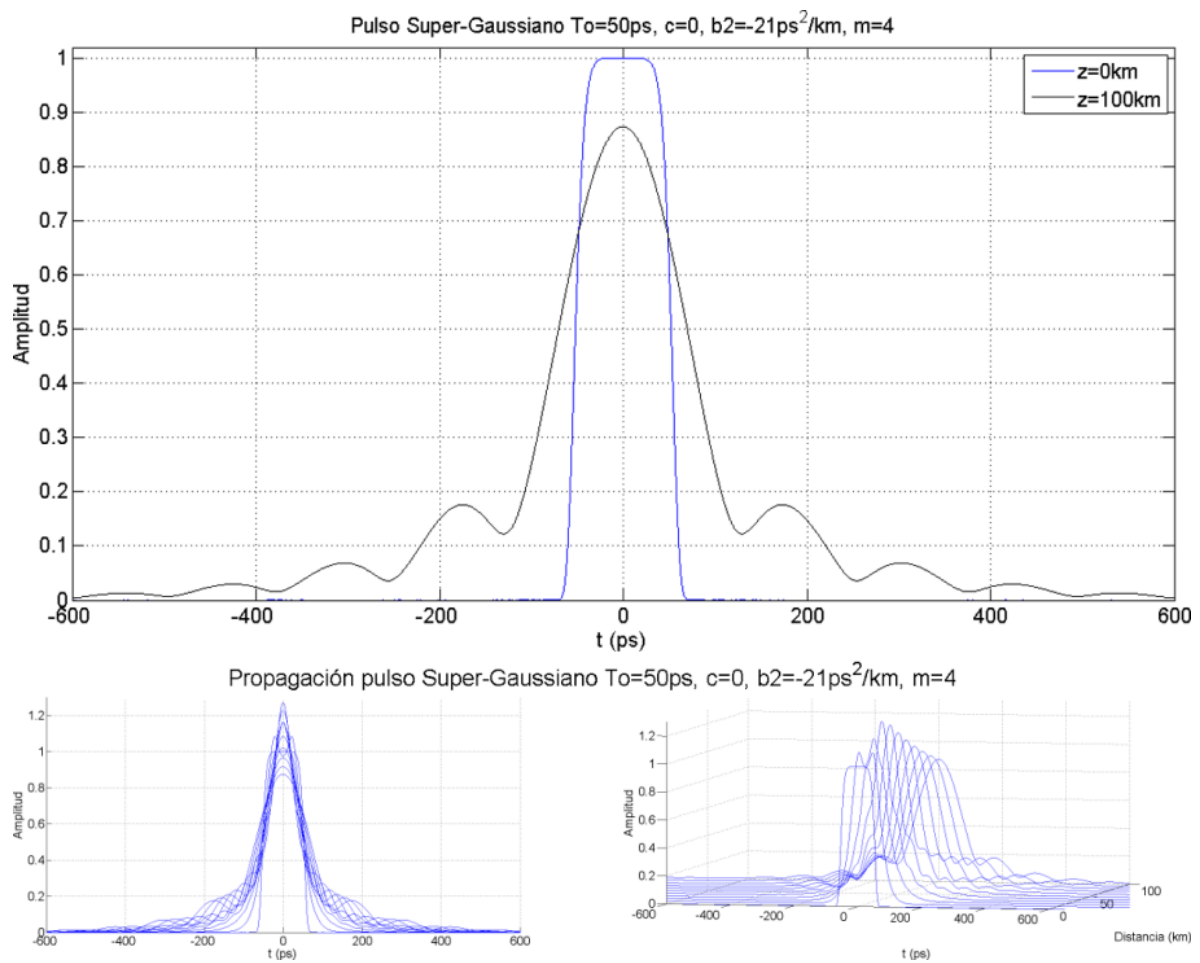


Figura 5.42. Análisis temporal simulación 13.

Si comparamos esta simulación con la 7, vemos que el pulso super-gaussiano se ensancha con más rapidez debido a la forma cuadrada y además tras recorrer $1km$ aparecen unos picos en el pulso por su forma que lo hace tener una amplitud mayor, después desaparece y aparece un rizo tanto la parte delantera como en la trasera del pulso.

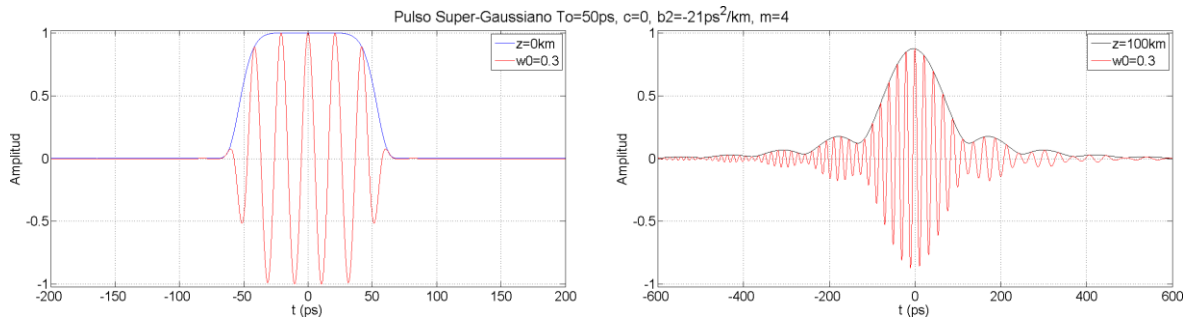


Figura 5.43. Redistribución de frecuencias simulación 13.

Cuando aún no se ha iniciado la propagación, en el pulso no se aprecia que haya sufrido cambio en su frecuencia porque el factor de chirp inicial que aparece en la modulación directa del láser es nulo. Por otro lado tenemos el pulso al final de la fibra, este ha sufrido los efectos dispersivos de la fibra y por tanto, ahora, el pulso se encuentra chirpeado debido a la dispersión cromática, sus frecuencias se encuentran ahora distribuidas de la siguiente forma: en la parte delantera del pulso las frecuencias más lentas, es decir, las que poseen una frecuencia $> \omega_0$; en la parte trasera del pulso las frecuencias más rápidas, es decir, las que poseen una frecuencia $< \omega_0$.

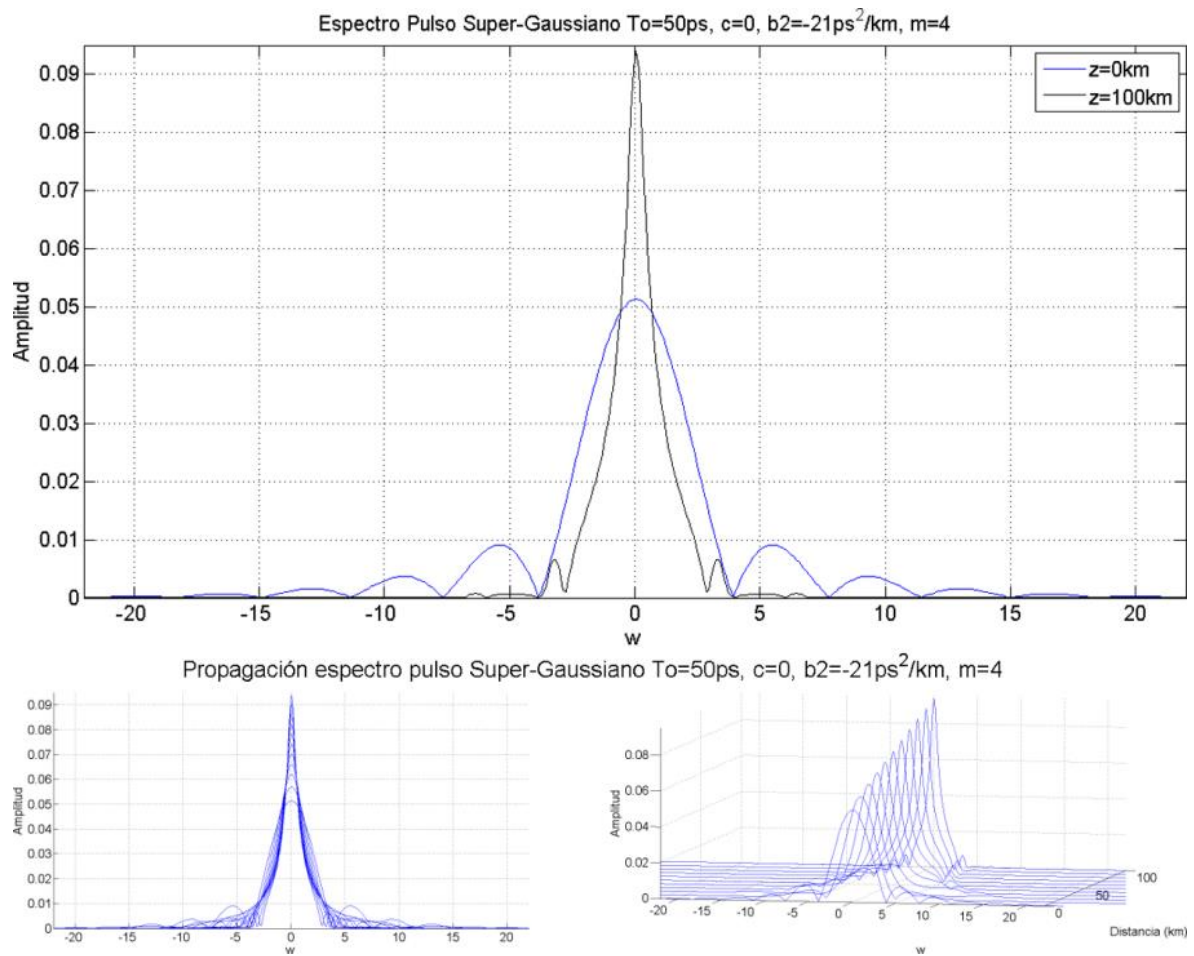


Figura 5.44. Análisis en frecuencia simulación 13.

Debido a su característica forma cuadrada, también nos encontramos con un espectro más estrecho que el de un pulso gaussiano y esto repercute en que el factor de ensanchamiento sea mayor. En este caso tenemos 4 lóbulos a cada lado del espectro.

Simulación 14 - Pulso Super-Gaussiano con $\beta_2 \neq 0$ y $\beta_3 = 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 50\text{ps}$	$z = 100\text{km}$	$B \times L = 80,008\text{Gbps} * \text{km}$
$\beta_2 = 45\text{ps}^2/\text{km}$	$\omega_0 = 0,29$	
$\text{chirp} = 0$	$m = 4$	

Tabla 5.14. Parámetros para la simulación 14.

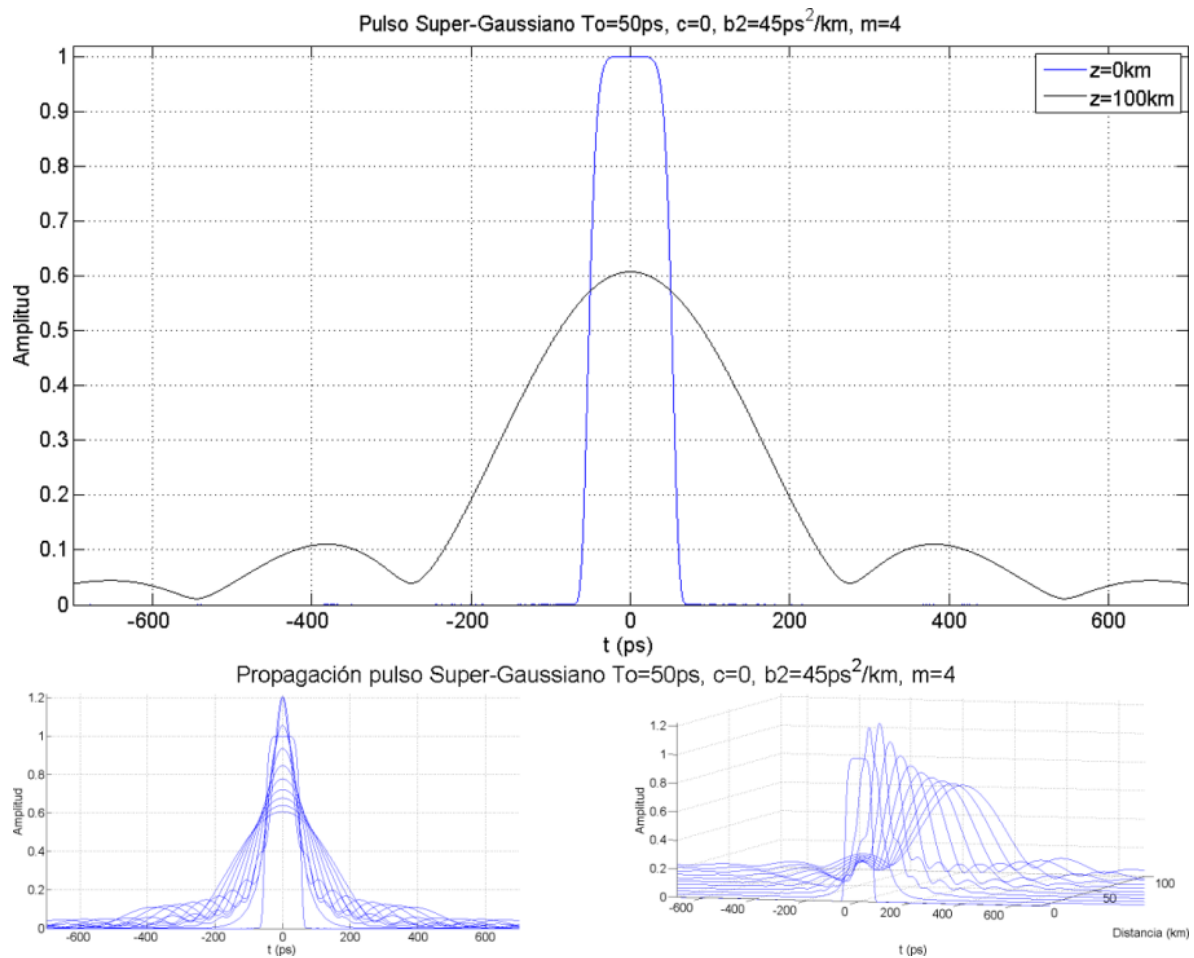


Figura 5.45. Análisis temporal simulación 14.

Esta vez, hemos considerado $\beta_2 = 45\text{ps}^2/\text{km}$, esto quiere decir que la longitud de onda de trabajo es menor que en simulaciones anteriores, encontrándonos en la 1ª ventana de transmisión. El pulso en esta ocasión soporta más los efectos dispersivos del medio y su tasa de transmisión se ve reducida más de la mitad de su valor, que cuando trabajábamos en 3ª ventana.

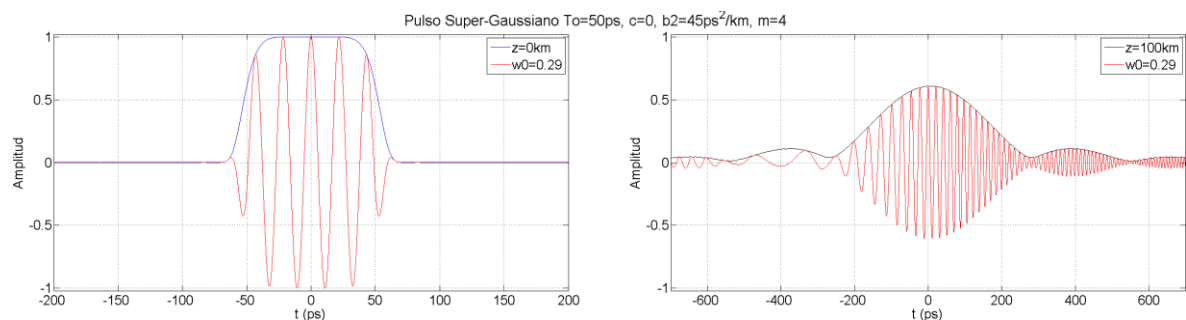


Figura 5.46. Redistribución de frecuencias simulación 14.

Antes de la propagación, el pulso que se ha generado mediante modulación directa del láser presenta un factor de chirp nulo y este viaja a una velocidad constante dada por v_g , no se producen cambios en sus frecuencias. No se puede decir esto a la vista del pulso al final de la fibra, ya que este ha sufrido efectos dispersivos en el régimen normal y por tanto el pulso aparece chirpeado por la dispersión cromática. Sus frecuencias se han visto modificadas de manera que, ahora las frecuencias $> \omega_0$ quedan situadas en la parte trasera del pulso y estas poseen una velocidad $< v_g$. En la parte delantera del pulso se encuentran las frecuencias $< \omega_0$ y estas viajan a una velocidad $> v_g$.

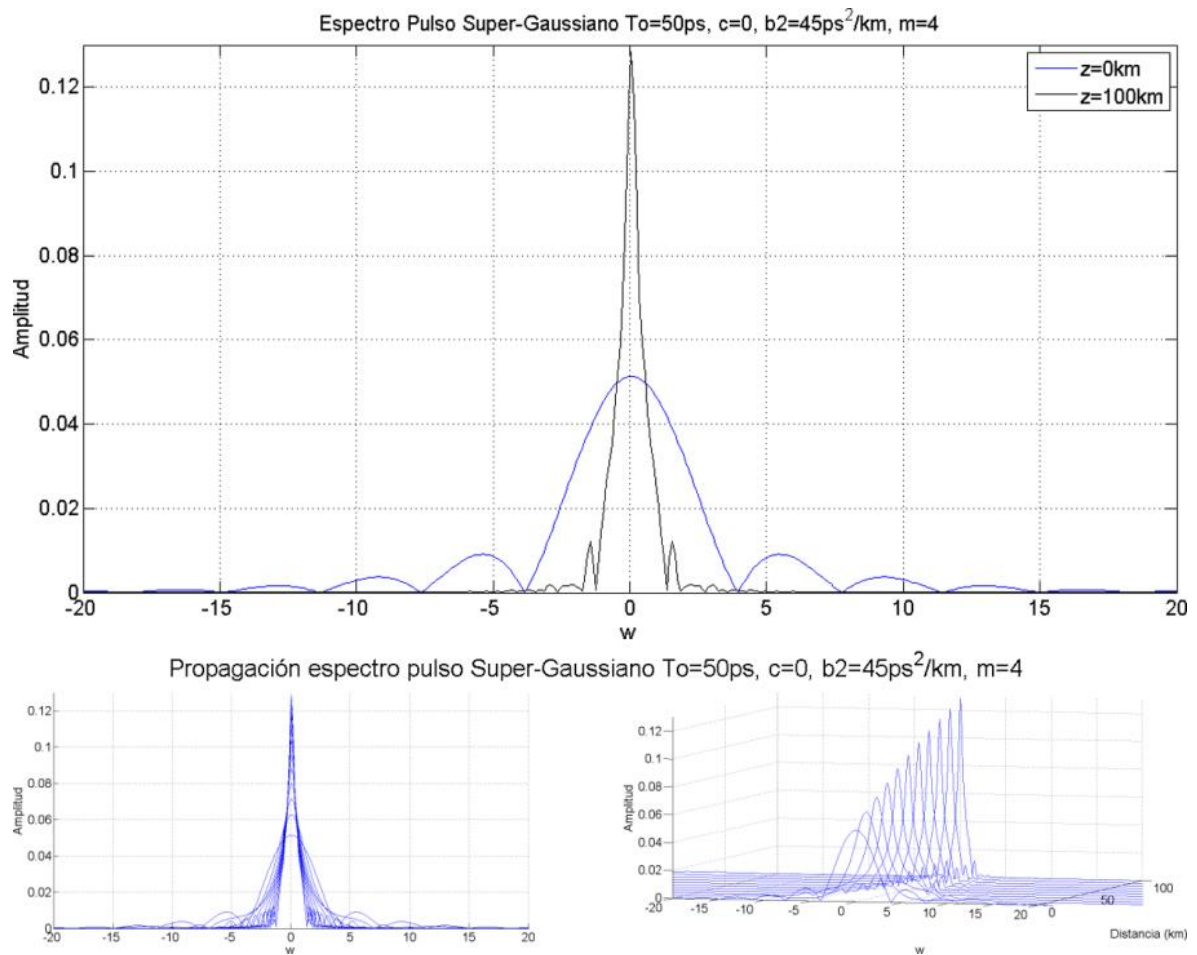


Figura 5.47. Análisis en frecuencia simulación 14.

Una vez realizadas las simulaciones y experimentos para pulsos super-gaussianos cuando les afecta la dispersión de segundo orden, se ha simulado el factor de ensanchamiento con respecto a la distancia normalizada (D_{norm}) para un pulso con $T_0 = 50$, $\beta_2 = -21$ y un factor de $chirp = 2$ (láser) con diferentes valores de m .

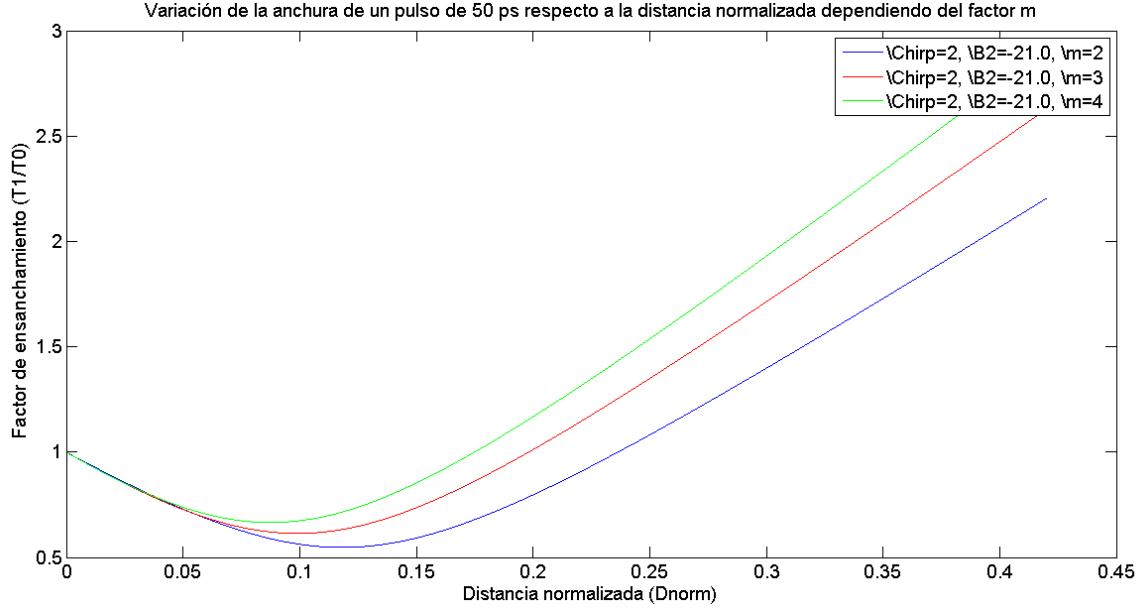


Figura 5.48. Factor de ensanchamiento respecto a una distancia normalizada con diferentes valores de m con chirp inicial positivo y β_2 negativo.

Se observa de la gráfica anterior como para un valor de m mayor el pulso se ensancha más rápidamente puesto que presenta un factor de ensanchamiento mayor, pudiendo así recorrer menos distancia. Entre los valores de D_{norm} correspondientes a 0.05 y 0.15, para cada uno de los pulsos con diferentes valores de m , es donde el factor de chirp que aparece en la modulación directa del láser se anula con la que aparece en la propagación debido a la dispersión cromática.

Para finalizar este apartado, se ha conseguido recrear el producto $B \times L$ para pulsos gaussianos y para pulsos super-gaussianos, a modo comparativo. Ambos pulsos presentan una anchura inicial de $T_0 = 50ps$ y una dispersión de segundo orden de $\beta_2 = -21ps^2/km$. El pulso super-gaussiano presenta $m = 3$.

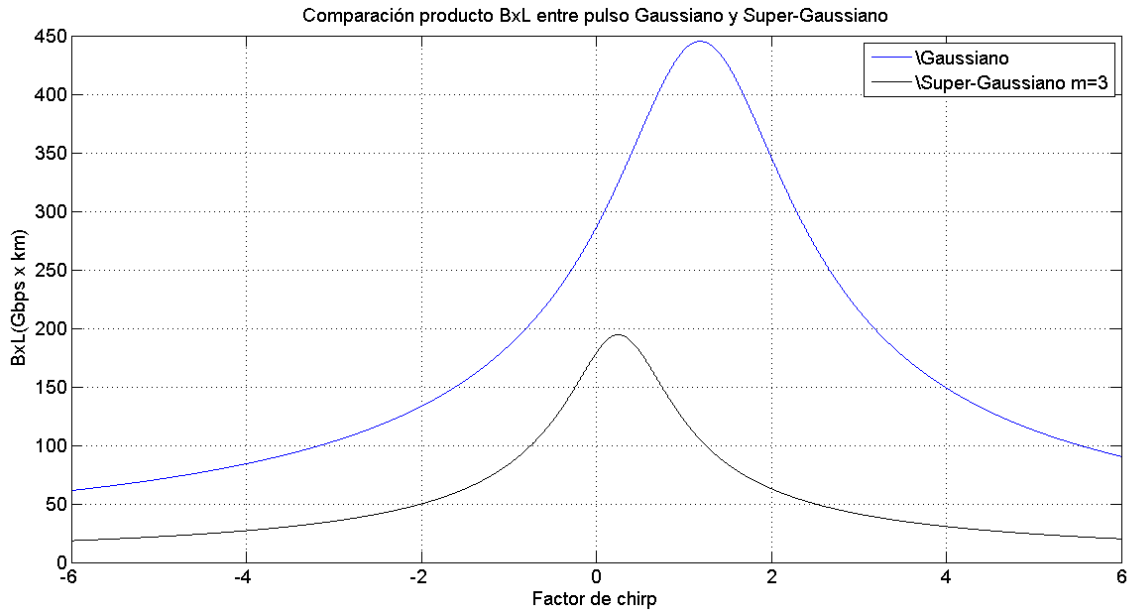


Figura 5.49. Comparación del producto BxL entre un pulso Gaussiano y un pulso Super-Gaussiano.

En la simulación se observa como un pulso gaussiano ofrece mayor velocidad de transmisión que un pulso super-gaussiano, ya que este último presenta un mayor ensanchamiento al recorrer cierta distancia, en este caso 100km . Un factor de ensanchamiento mayor hará que nuestro producto BxL se vea limitado. Otra observación que puede concluirse de la figura (5.49) es en referencia al factor de chirp que se genera en la modulación directa del láser. Para ambos pulsos el producto BxL se ve reducido para valores de chirp iniciales negativos, ya que el parámetro β_2 y por tanto el chirp desarrollado por la dispersión cromática es negativo también. Para un mismo valor de chirp del láser pero de signo opuesto al anterior tenemos que el producto BxL es mayor. Para el pulso gaussiano con $C = -2$ se obtiene $BxL = 140 \text{ Gbps} * \text{km}$, mientras que para $C = 2$ se mejora muchísimo alcanzando así un $BxL = 350 \text{ Gbps} * \text{km}$.

5.2 Pulsos fundamentales propagándose con dispersión de tercer orden

En este apartado se trata de recrear la propagación de pulsos Gaussianos y super-gaussianos tanto sin chirp como con chirp por modulación directa del láser, teniendo en cuenta el desarrollo de la constante de propagación hasta el tercer orden. Esto quiere decir que la frecuencia portadora de nuestro pulso trabaja cerca de la longitud

de onda de dispersión cero (2º ventana) y por tanto podemos considerar que la dispersión de segundo orden no tiene importancia ($\beta_2 \approx 0$) para las siguientes simulaciones.

Vamos a considerar T_0 entre $0.1ps$ y $1ps$, como ya se hizo en el apartado anterior a modo que sea más fácil la comparación entre los dos tipos de propagación. En esta ocasión es significativo el parámetro β_3 , que puede tomar valores entre $\beta_3 = -5 ps^3/km$ y $\beta_3 = 5ps^3/km$. En cuanto al parámetro m característico de los pulsos super-gaussianos, sabemos que toma valores siempre positivos y enteros.

A continuación, se muestra el gráfico que caracteriza las simulaciones llevadas a cabo en las siguientes secciones.

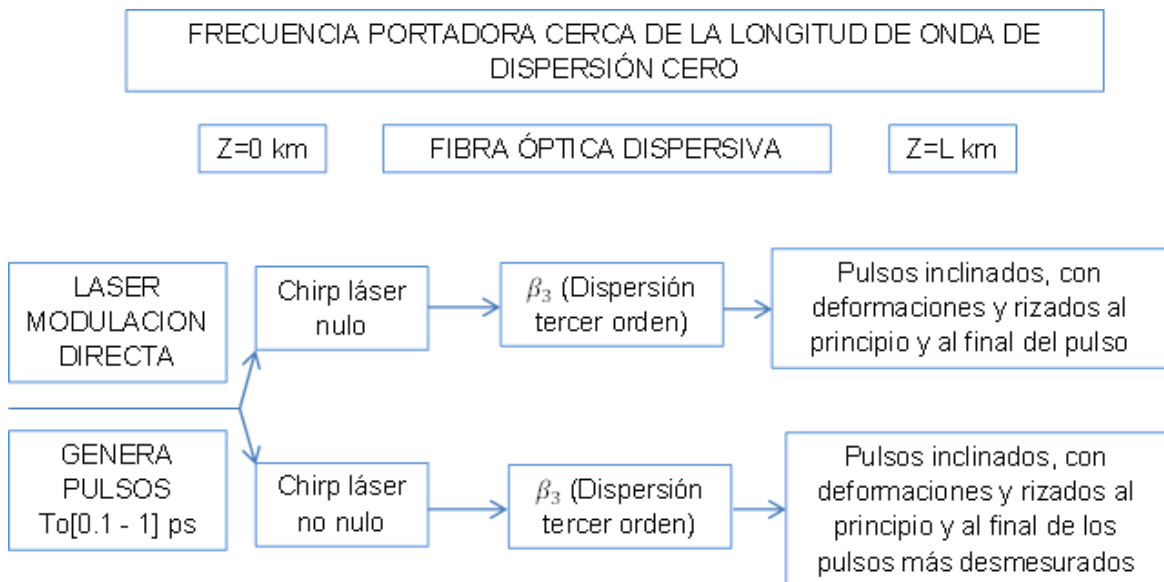


Figura 5.50. Gráfico de los experimentos llevados a cabo en las secciones 5.2.1 y 5.2.2.

5.2.1 Pulsos Gaussianos propagándose con $\beta_2 = 0$ y $\beta_3 \neq 0$

En este apartado se muestran los experimentos con pulsos gaussianos que se propagan a través de fibras dispersivas afectadas por la dispersión de tercer orden. Además algunos presentan factor de chirp inicial que aparece en la generación de la forma de onda al ser el pulso creado mediante modulación directa del láser.

Simulación 15 - Pulso Gaussiano con $\beta_2 = 0$ y $\beta_3 \neq 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 0,1ps$	$z = 0,1km$	$BxL = 187Gbps * km$
$\beta_3 = 0,1ps^3/km$	$\omega_0 = 50$	
$chirp = 0$		

Tabla 5.15. Parámetros para la simulación 15.

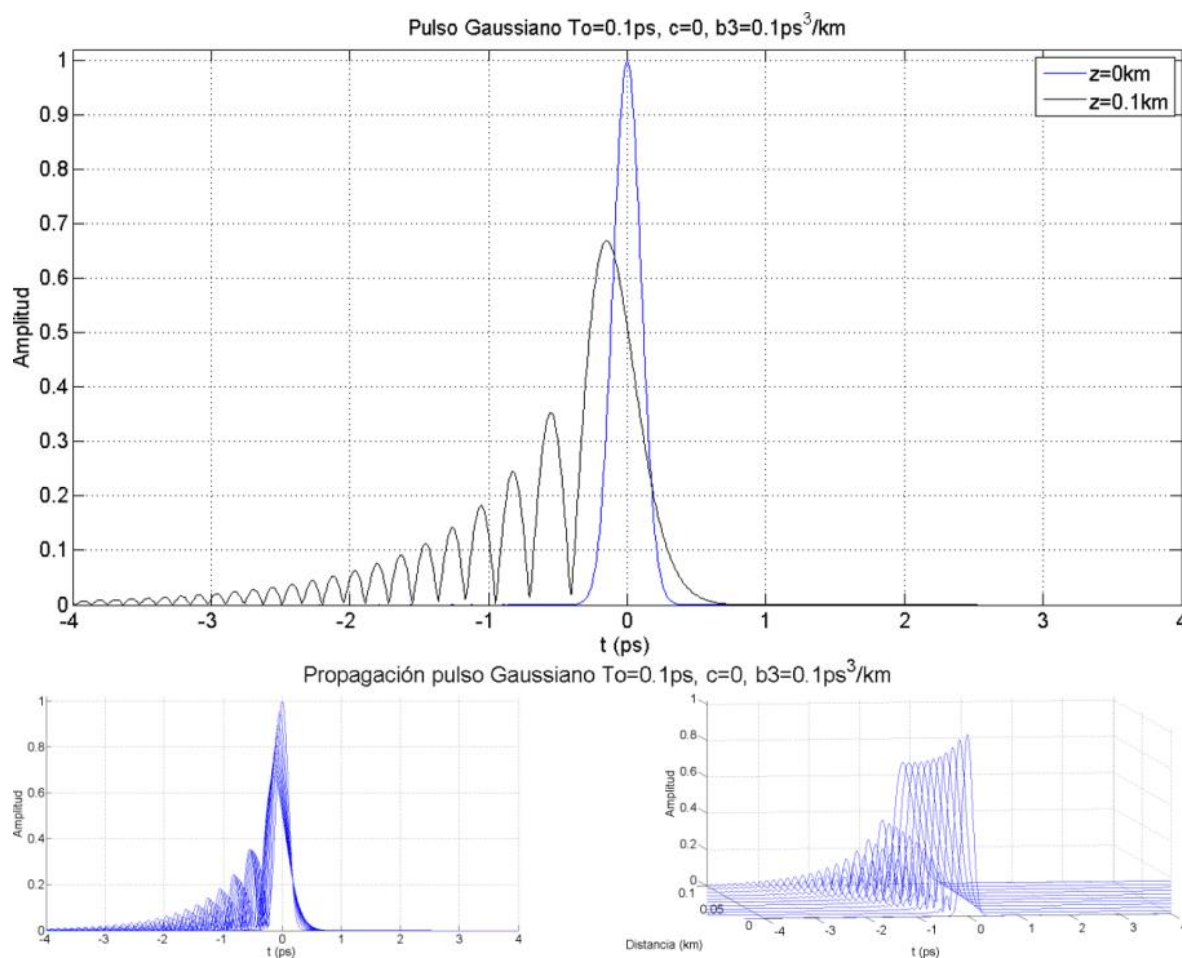


Figura 5.51. Análisis temporal simulación 15.

Debido a que el pulso se propaga afectado por el tercer orden de dispersión, este se deforma hacia un lado y aparece un rizo al principio del pulso ya que el signo de β_3 es positivo. El efecto de la dispersión de tercer orden es muy notable en este experimento por la anchura inicial del pulso tan inferior que se presenta.

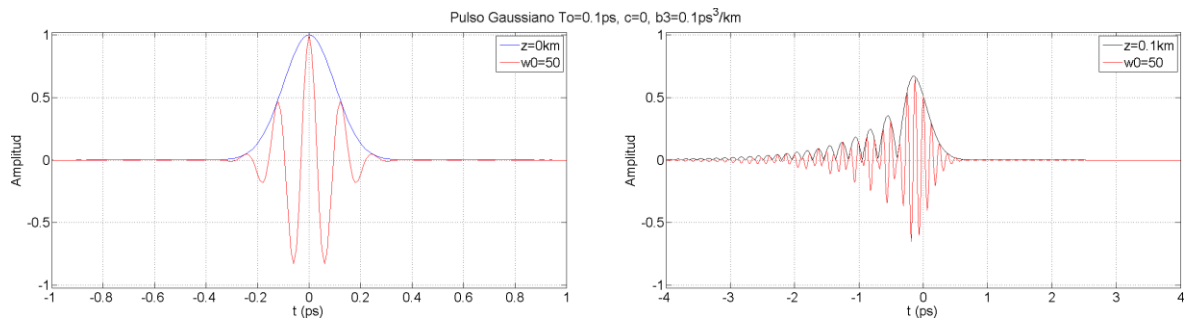


Figura 5.52. Redistribución de frecuencias simulación 15.

Cuando el pulso se ve afectado por el efecto dispersivo de tercer orden (TOD), no se producen cambios en la frecuencia del pulso pero he de notar que en el pulso al final de la final le cuesta adaptarse por la deformación que ha sufrido.

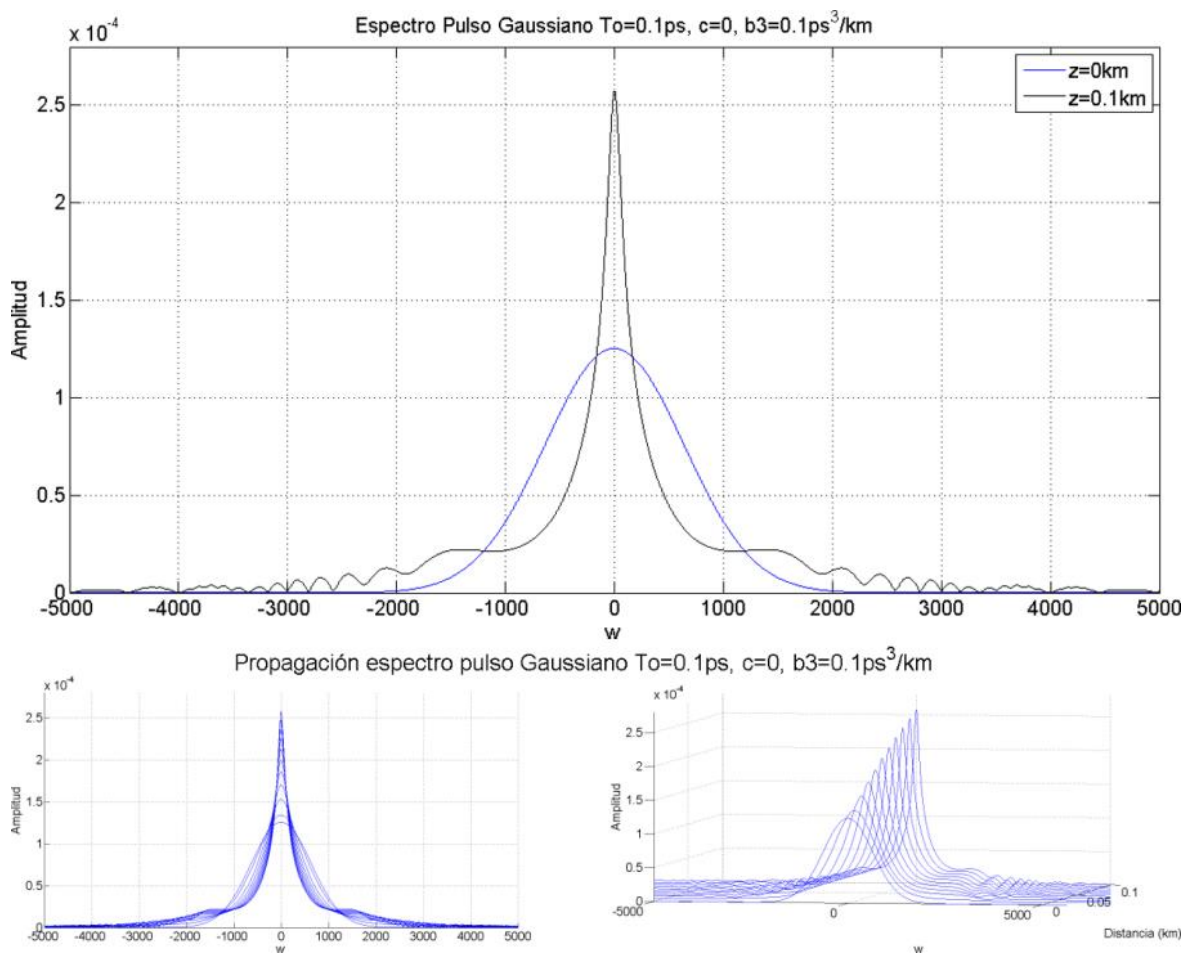


Figura 5.53. Análisis en frecuencia simulación 15.

En el análisis en frecuencia, aparecen unas ondulaciones en el espectro propagado debido a la deformación que este sufre en el tiempo y el rizo que aparece.

Simulación 16 - Pulso Gaussiano con $\beta_2 = 0$ y $\beta_3 \neq 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 0,1ps$	$z = 0,1km$	$B \times L = 187Gbps * km$
$\beta_3 = 0,5ps^3/km$	$\omega_0 = 50$	
$chirp = 0$		

Tabla 5.16. Parámetros para la simulación 16.

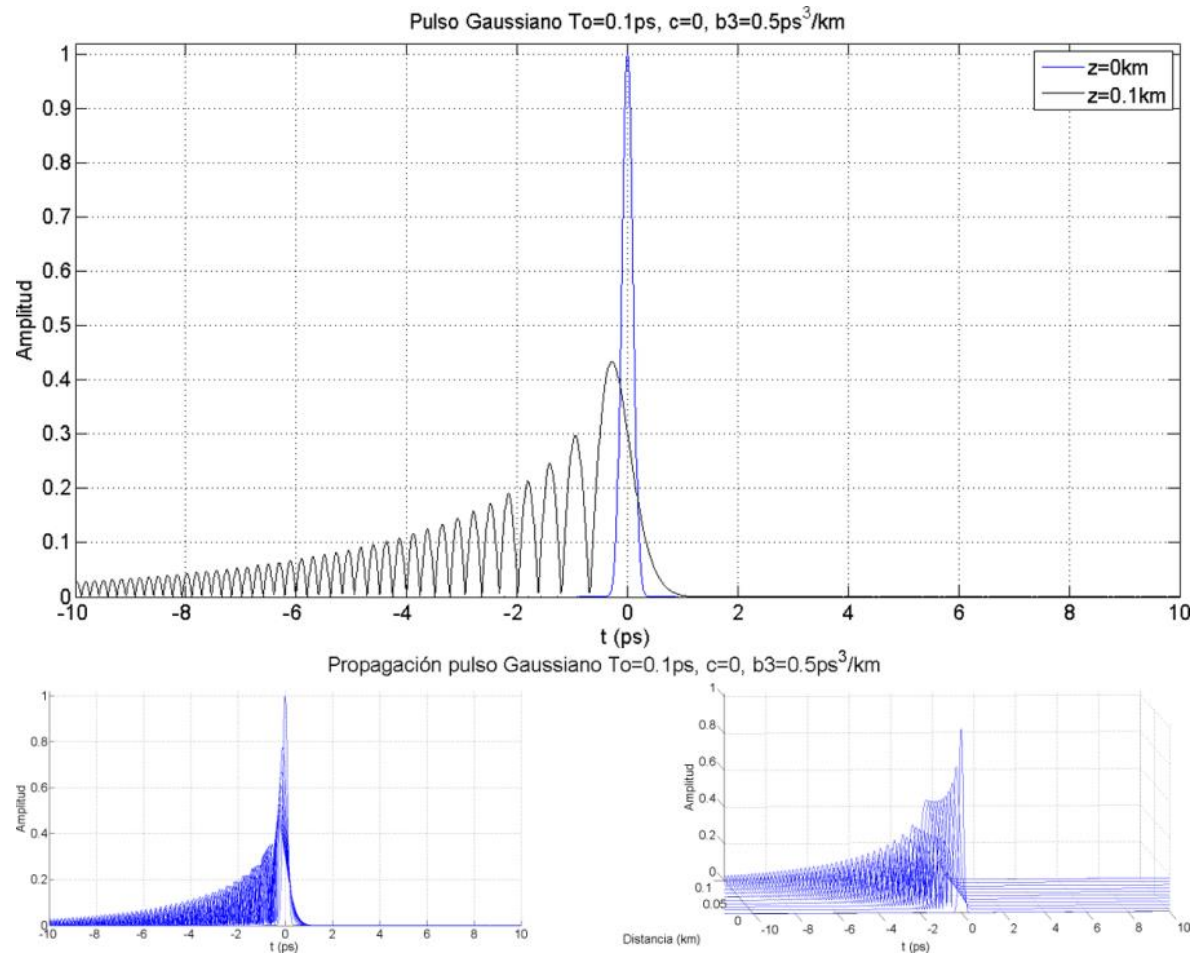


Figura 5.54. Análisis temporal simulación 16.

La señal se ve empeorada al ser el valor de β_3 mayor que en la simulación anterior, aparece una inclinación mayor y un rizado mucho más acentuado.

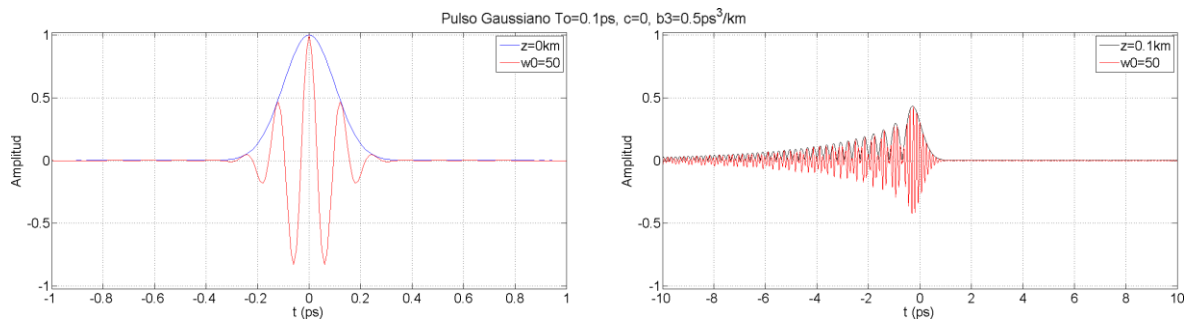


Figura 5.55. Redistribución de frecuencias simulación 16.

No hay cambios en las frecuencias del pulso, todas viajan a una velocidad constante como se observa en la figura anterior.

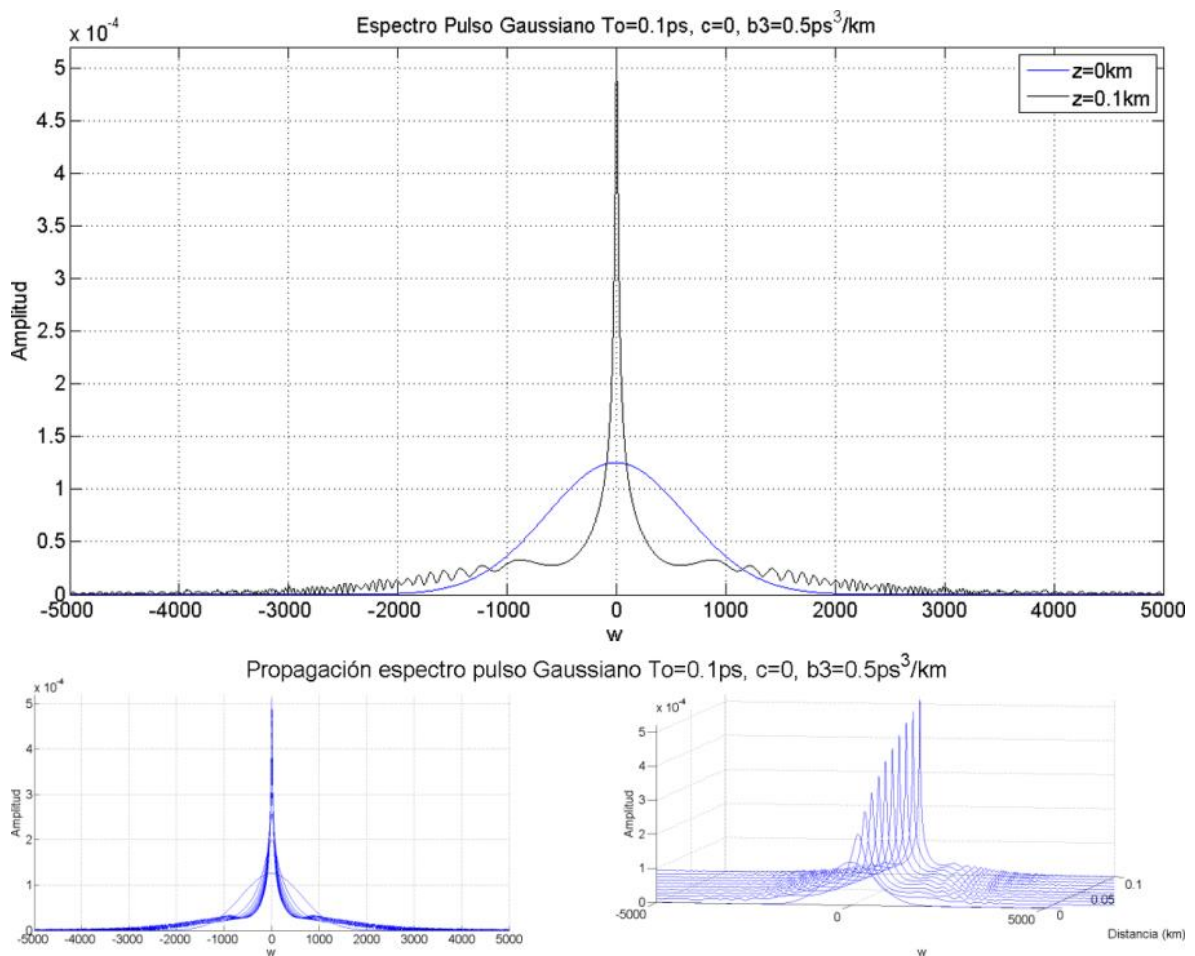


Figura 5.56. Análisis en frecuencia simulación 16.

El espectro continúa apareciendo con oscilaciones más acentuadas, pero ahora la energía está más agrupada en el centro del pulso.

Simulación 17 - Pulso Gaussiano con $\beta_2 = 0$ y $\beta_3 \neq 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 1ps$	$z = 1km$	$BxL = 176,3053Gbps * km$
$\beta_3 = -1ps^3/km$	$\omega_0 = 20$	
$chirp = 0$		

Tabla 5.17. Parámetros para la simulación 17.

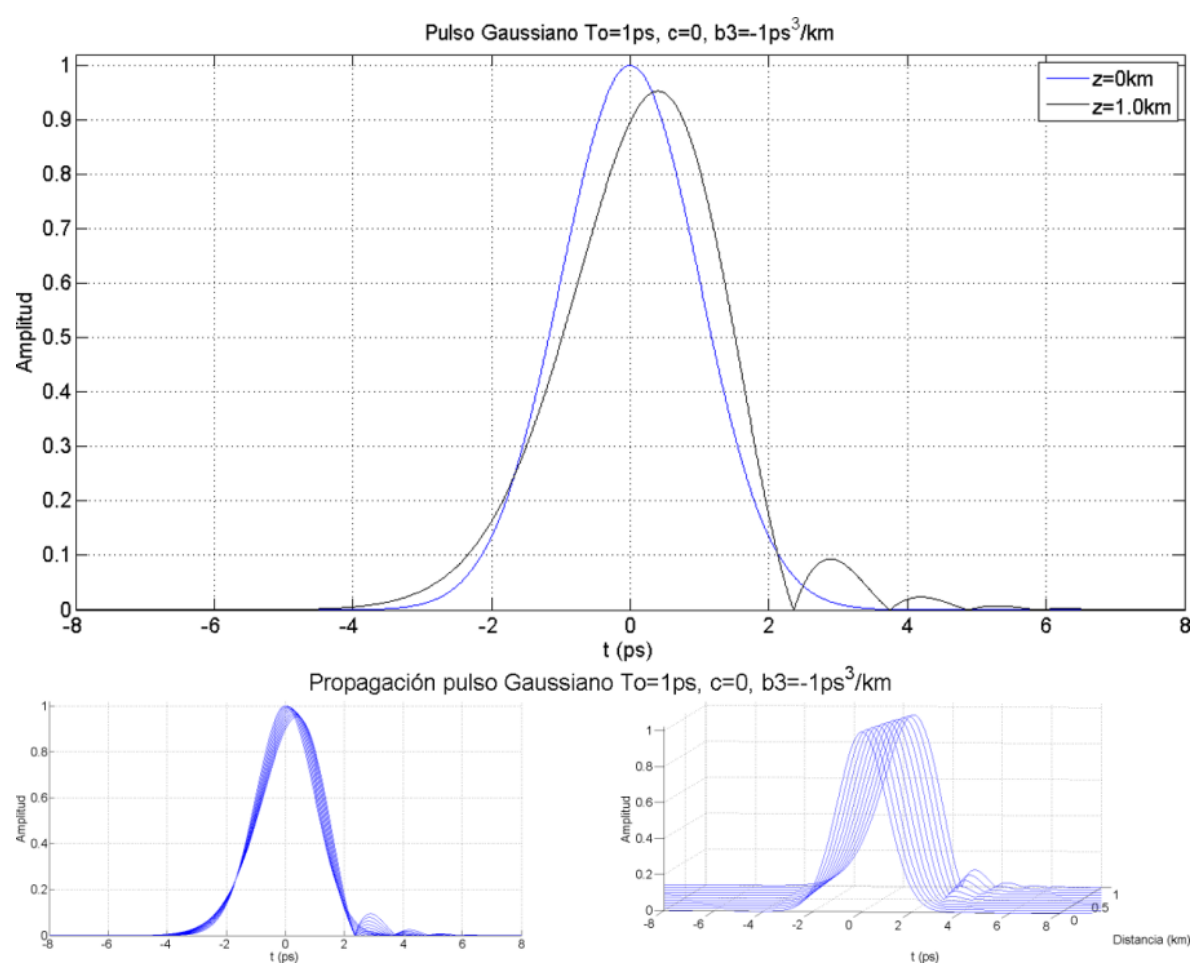


Figura 5.57. Análisis temporal simulación 17.

Al poseer una anchura inicial mayor que la que aparece en la simulación 17, en este caso no es tan pronunciada la deformación y el rizo es bastante menos extremo. He de notar que este se produce al final del pulso ya que β_3 es negativo.

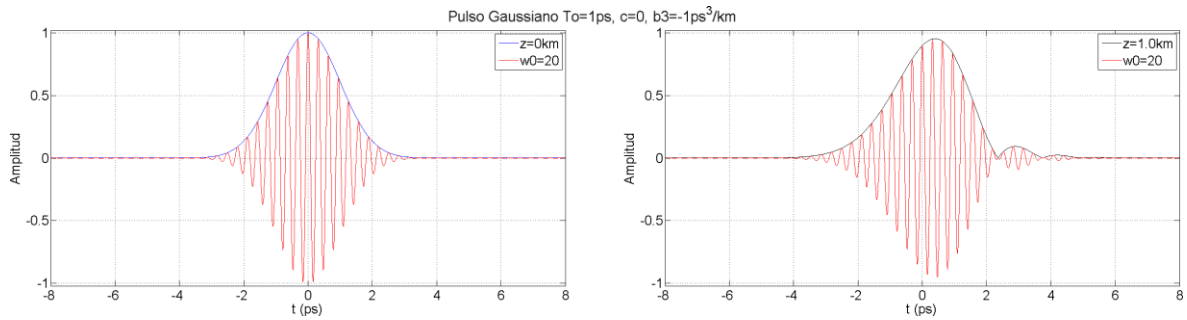


Figura 5.58. Redistribución de frecuencias simulación 17.

Tenemos que el factor de chirp debido a la modulación directa del láser es nulo, por tanto, las frecuencias del pulso no sufren cambios, todas viajan a una velocidad constante.

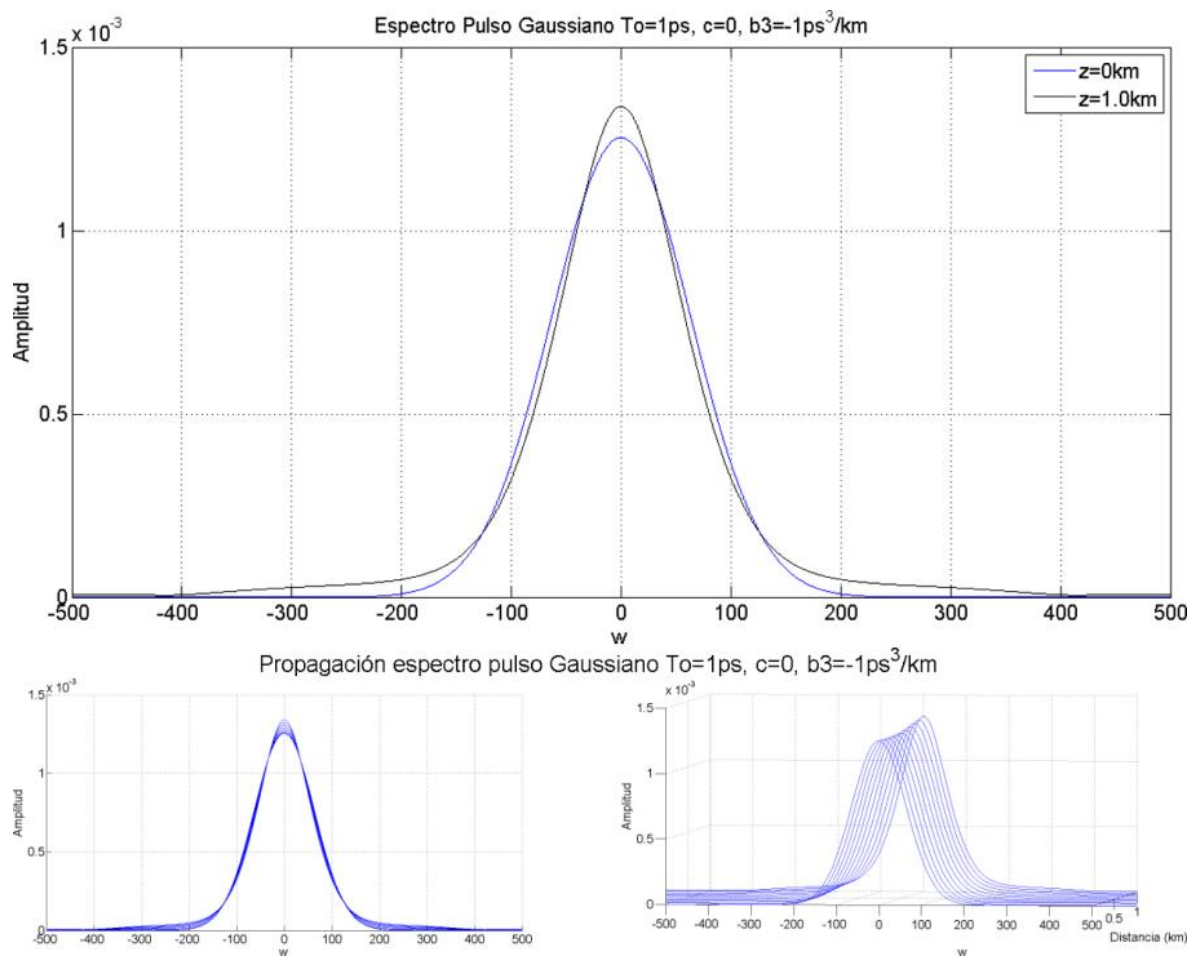


Figura 5.59. Análisis en frecuencia simulación 17.

La energía del espectro mantiene su energía casi constante a lo largo de toda la fibra en la propagación.

Simulación 18 - Pulso Gaussiano con $\beta_2 = 0$ y $\beta_3 \neq 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 1\text{ps}$	$z = 1\text{km}$	$B \times L = 92,0724\text{Gbps} \times \text{km}$
$\beta_3 = -1\text{ps}^3/\text{km}$	$\omega_0 = 5$	
$\text{chirp} = 2$		

Tabla 5.18. Parámetros para la simulación 18.

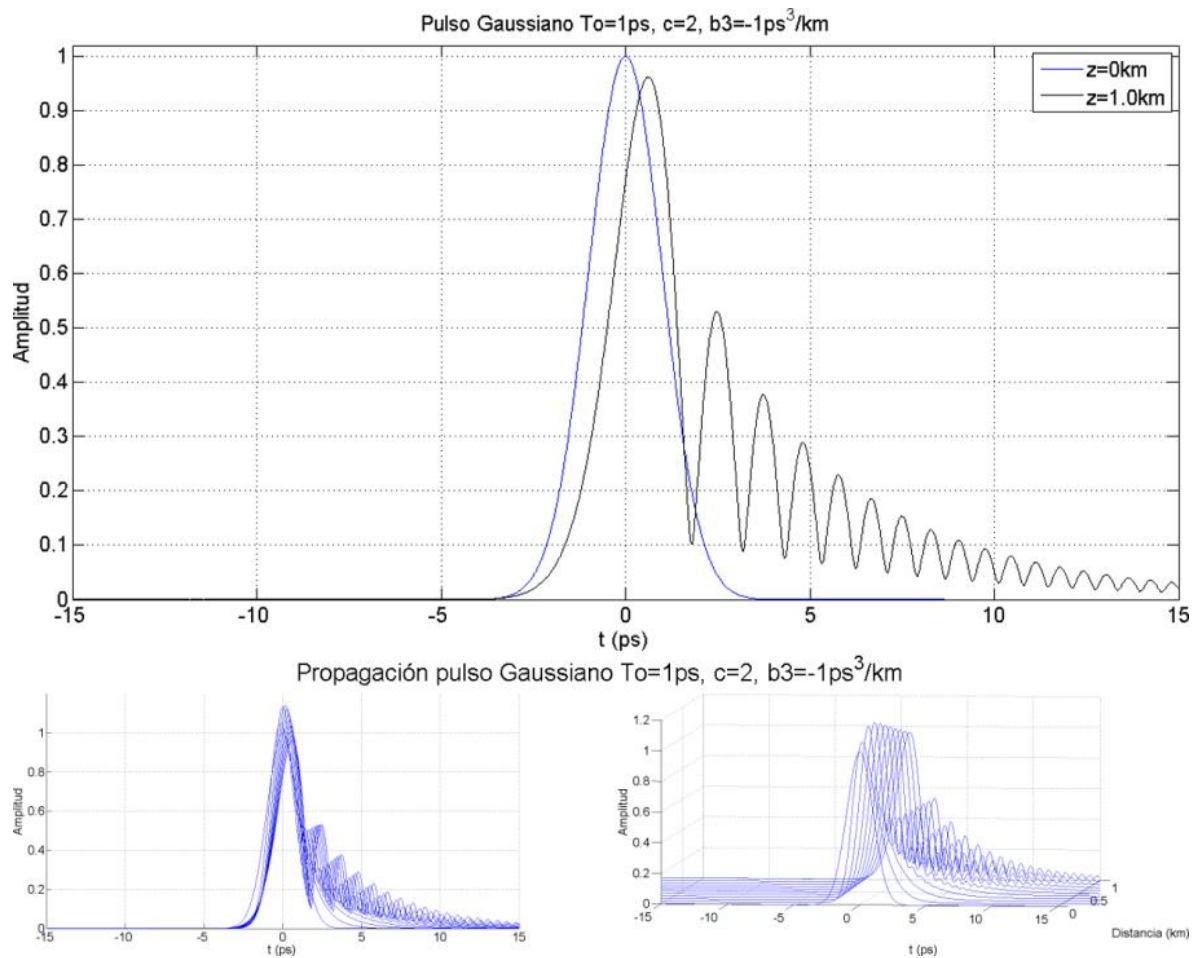


Figura 5.60. Análisis temporal simulación 18.

Desafortunadamente, la aparición del factor de chirp debido a la modulación directa del láser en estos casos no hace que mejore nuestra señal en ninguno de los casos, solo la empeora en cuanto a forma haciendo que las oscilaciones que aparecen sean mayores y además hace que nuestro producto $B \times L$ se vea reducido. El efecto de la tercera derivada aumenta más rápido respecto a la distancia que el efecto producido por la segunda derivada que es el ensanchamiento.

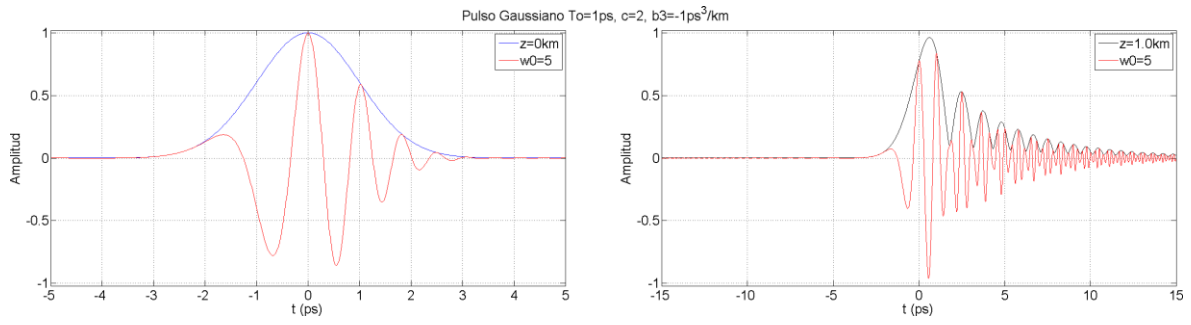


Figura 5.61. Redistribución de frecuencias simulación 18.

Ahora las frecuencias se distribuyen de la siguiente manera, aquellas que son menores a la frecuencia de la portadora, viajan a una velocidad mayor que v_g y se colocan en la parte delantera del pulso. Las frecuencias que son mayores que la frecuencia de la portadora, viajan a menor velocidad que v_g y estas se colocan en la parte trasera del pulso. No hay diferencia en cuanto a distribución de las frecuencias al principio y al final de la fibra.

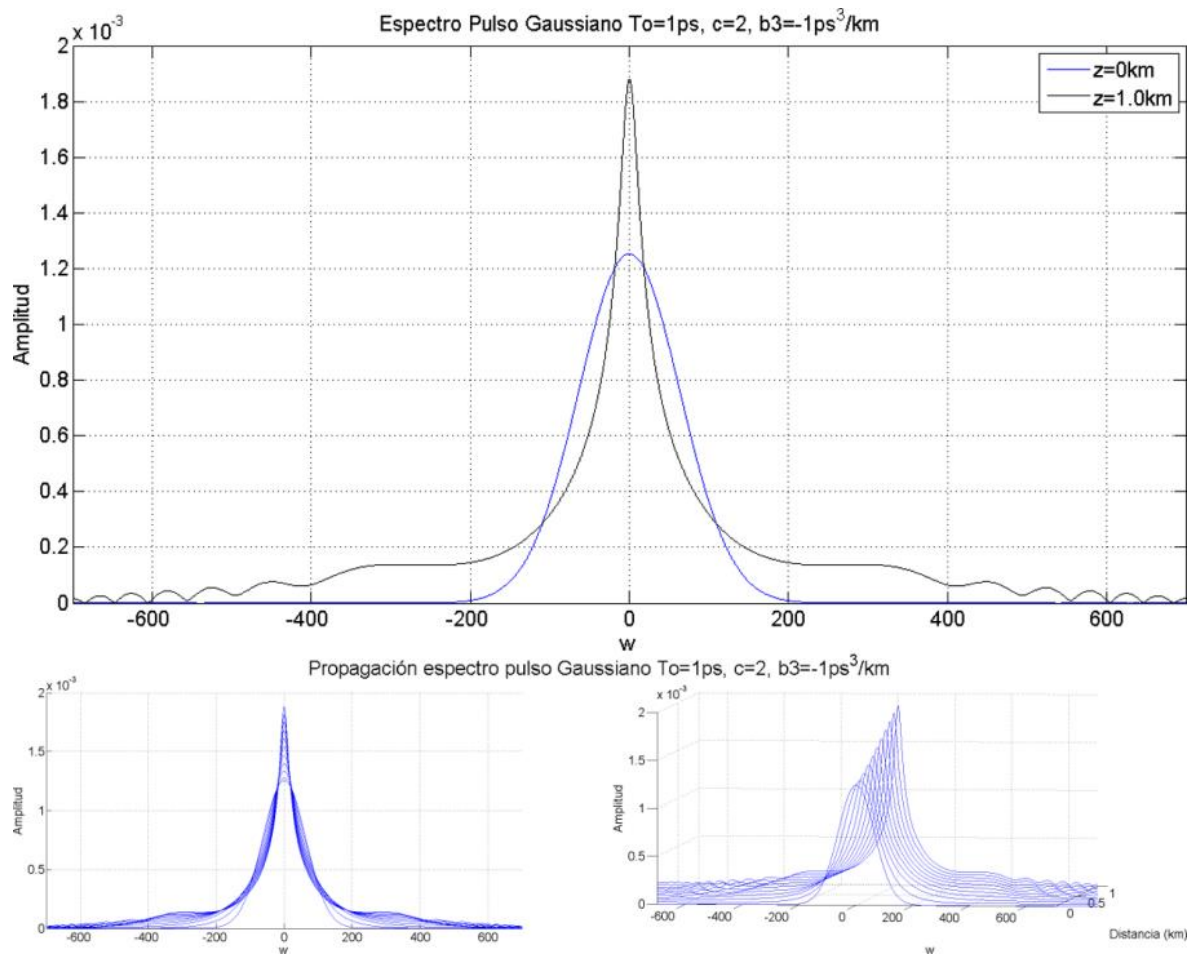


Figura 5.62. Análisis en frecuencia simulación 18.

En el espectro se observa cómo debido a la aparición de chirp por la modulación directa del láser, vuelven a aparecer las oscilaciones laterales y el pulso se hace bastante estrecho.

5.2.2 Pulsos Super-Gaussianos propagándose con $\beta_2 = 0$ y $\beta_3 \neq 0$

Por último, se muestran los experimentos con pulsos super-gaussianos afectados por la dispersión de tercer orden. Además algunos presentan factor de chirp inicial que aparece en la generación de la forma de onda al ser el pulso creado mediante modulación directa del láser.

Simulación 19 - Pulso Super-Gaussiano con $\beta_2 = 0$ y $\beta_3 \neq 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 0.1ps$	$z = 0.1km$	$BxL = 187Gbps * km$
$\beta_3 = 0.1ps^3/km$	$\omega_0 = 50$	
$chirp = 0$	$m = 2$	

Tabla 5.19. Parámetros para la simulación 19.

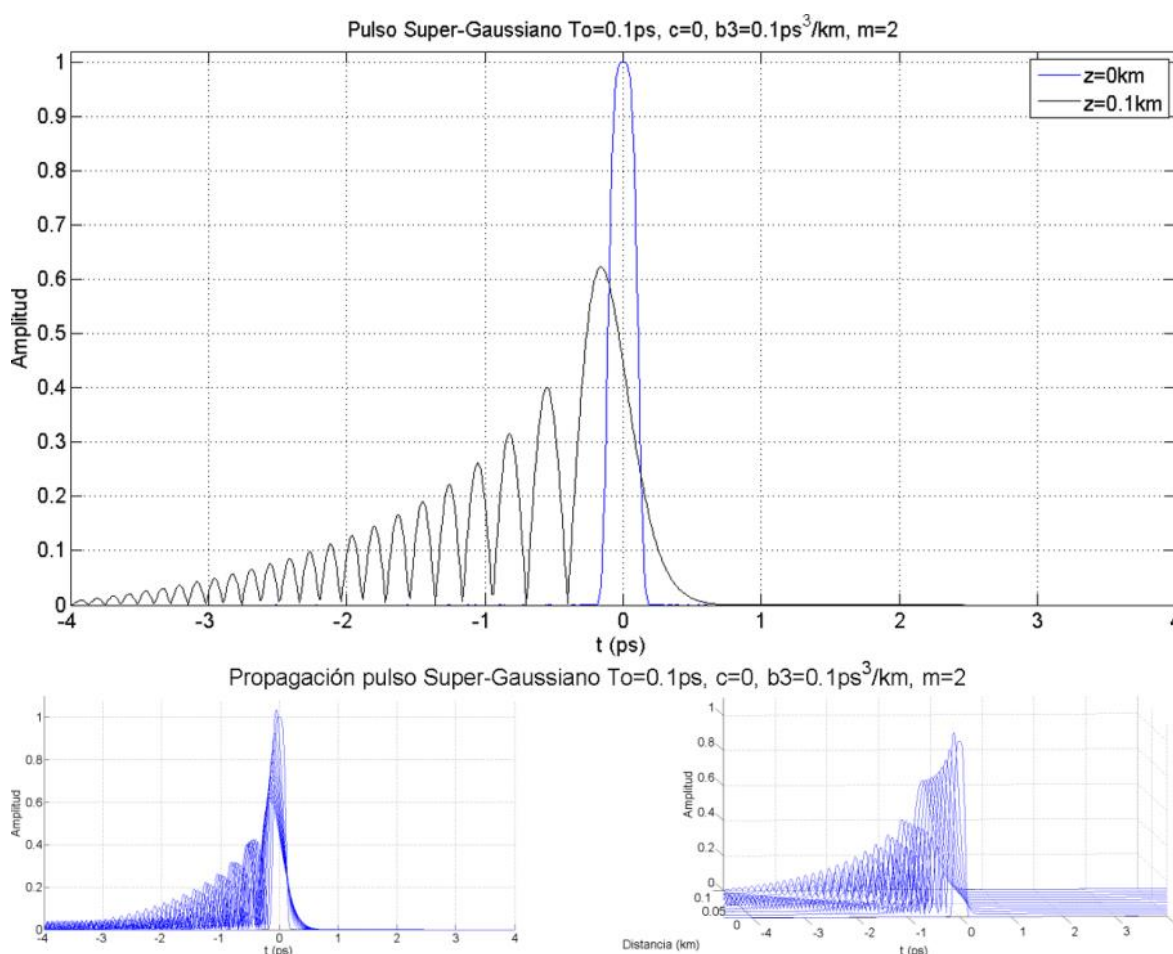


Figura 5.63. Análisis temporal simulación 19.

Al igual que ocurría en las simulaciones y experimentos de la sección anterior, los pulsos se deforman y crean un rizo en la parte delantera del pulso. Debido a la forma super-gaussiana del pulso, los efectos dispersivos se hacen notar más ya que en la simulación 15, donde nos encontrábamos con iguales parámetros iniciales a excepción de m , obteníamos mayor amplitud. El factor de ensanchamiento para pulsos gaussianos es mayor que para los gaussianos.

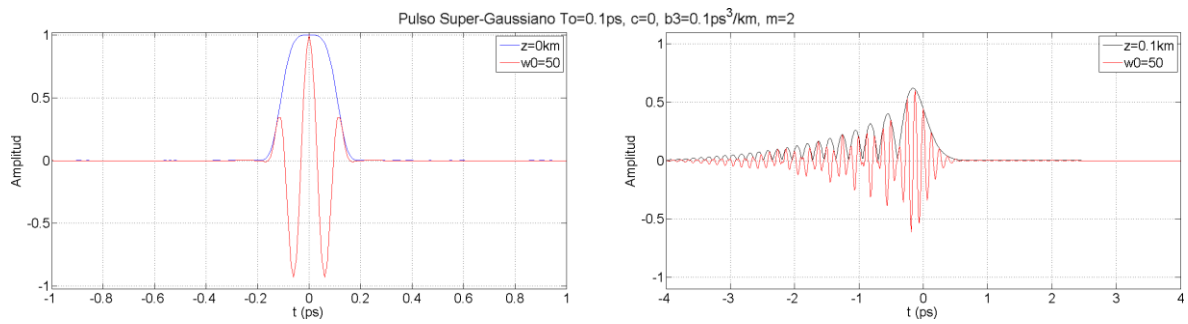


Figura 5.64. Redistribución de frecuencias simulación 19.

Todas las frecuencias del pulso viajan a una velocidad constante dada por v_g .

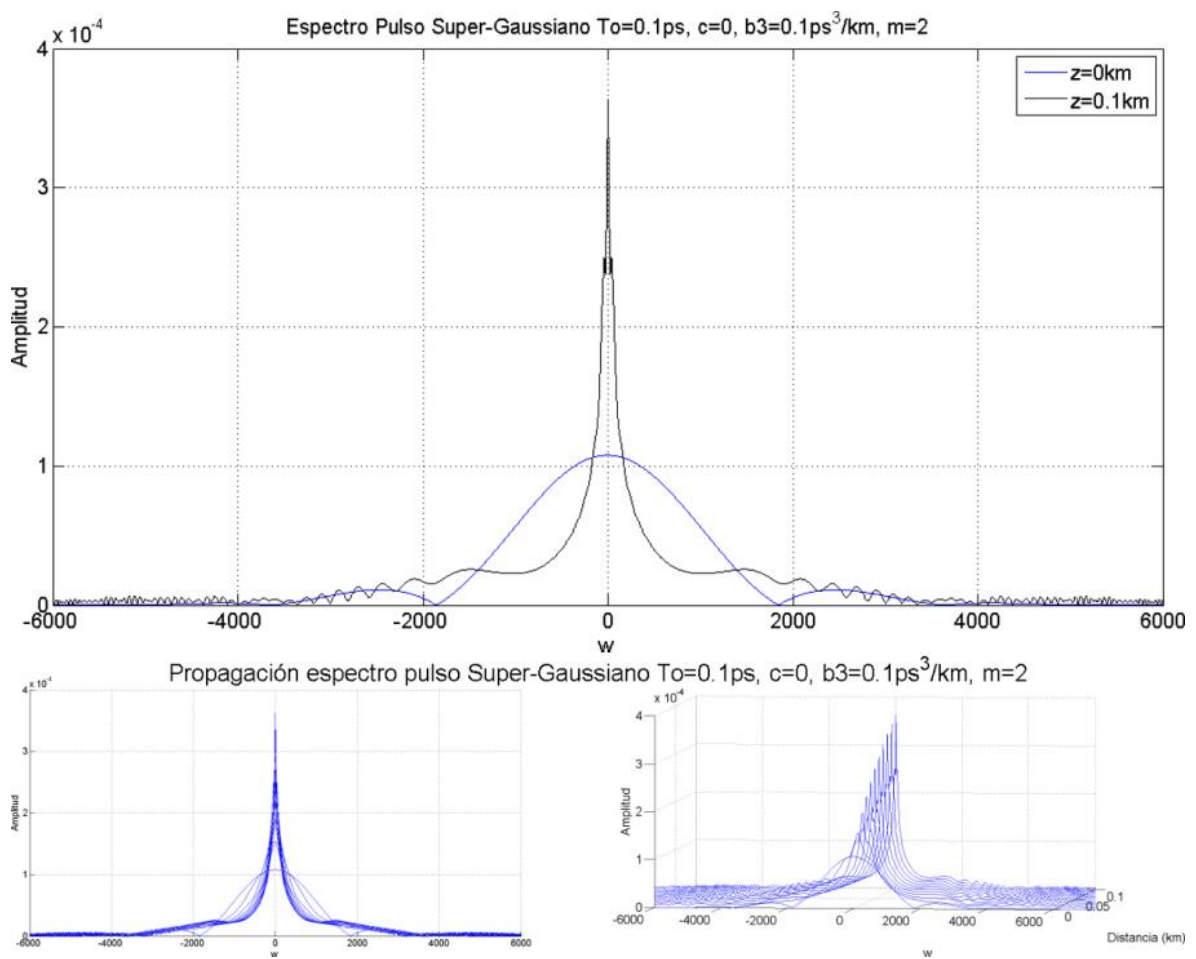


Figura 5.65. Análisis en frecuencia simulación 19.

Al igual que hemos comprobado en los anteriores experimentos, el espectro super-gaussiano se presenta más estrecho que el de un pulso gaussiano. Este tipo de pulsos es más susceptible a los efectos dispersivos.

Simulación 20 - Pulso Super-Gaussiano con $\beta_2 = 0$ y $\beta_3 \neq 0$		
<u>Parámetros introducidos</u>		<u>Resultado</u>
$T_0 = 0.1ps$	$z = 0.1km$	$B \times L = 187Gbps * km$
$\beta_3 = 0.5ps^3/km$	$\omega_0 = 50$	
$chirp = 0$	$m = 2$	

Tabla 5.20. Parámetros para la simulación 20.

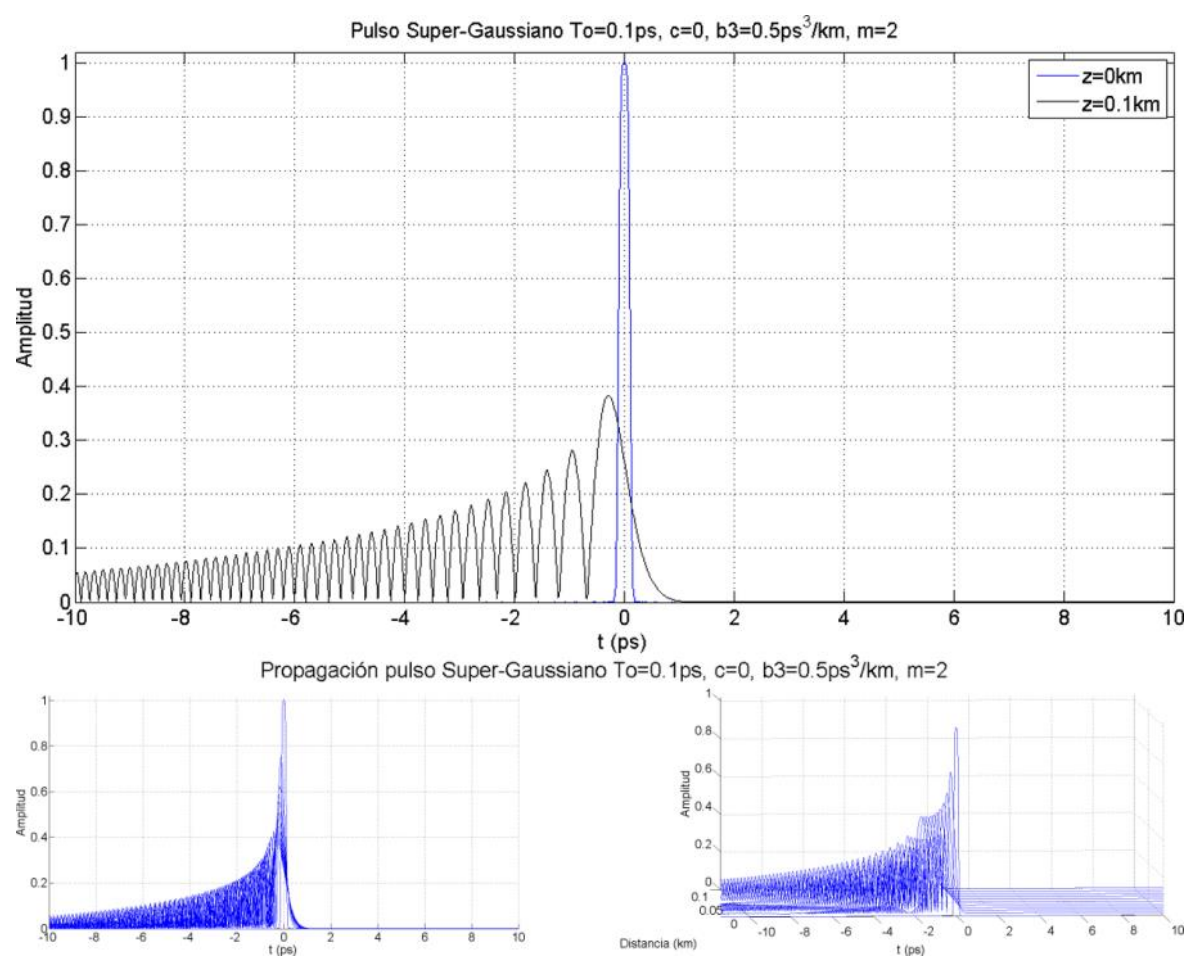


Figura 5.66. Análisis temporal simulación 20.

Al afectarle la dispersión de tercer orden mayor se ve bastante agravada la señal, se obtiene al final de la fibra la señal reducida en amplitud más de la mitad y con una deformación y rizo bastante desmesurado.

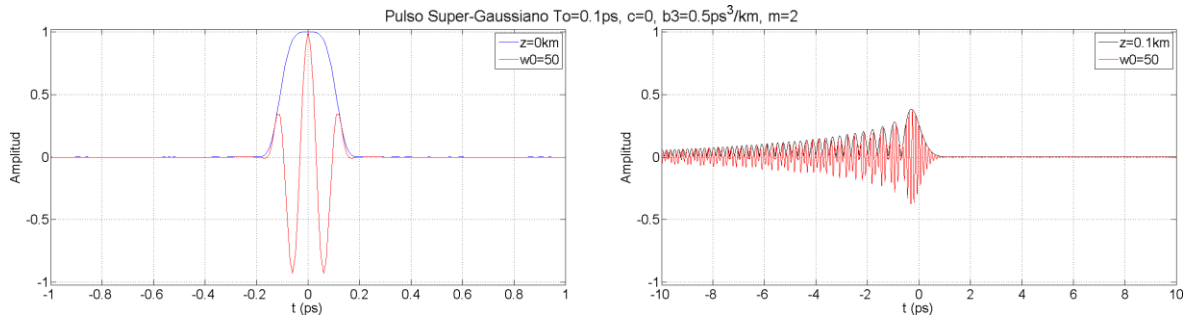


Figura 5.67. Redistribución de frecuencias simulación 20.

No hay cambios en las frecuencias del pulso ya que el factor de chirp debido a la modulación directa del láser de semiconductor es nulo.

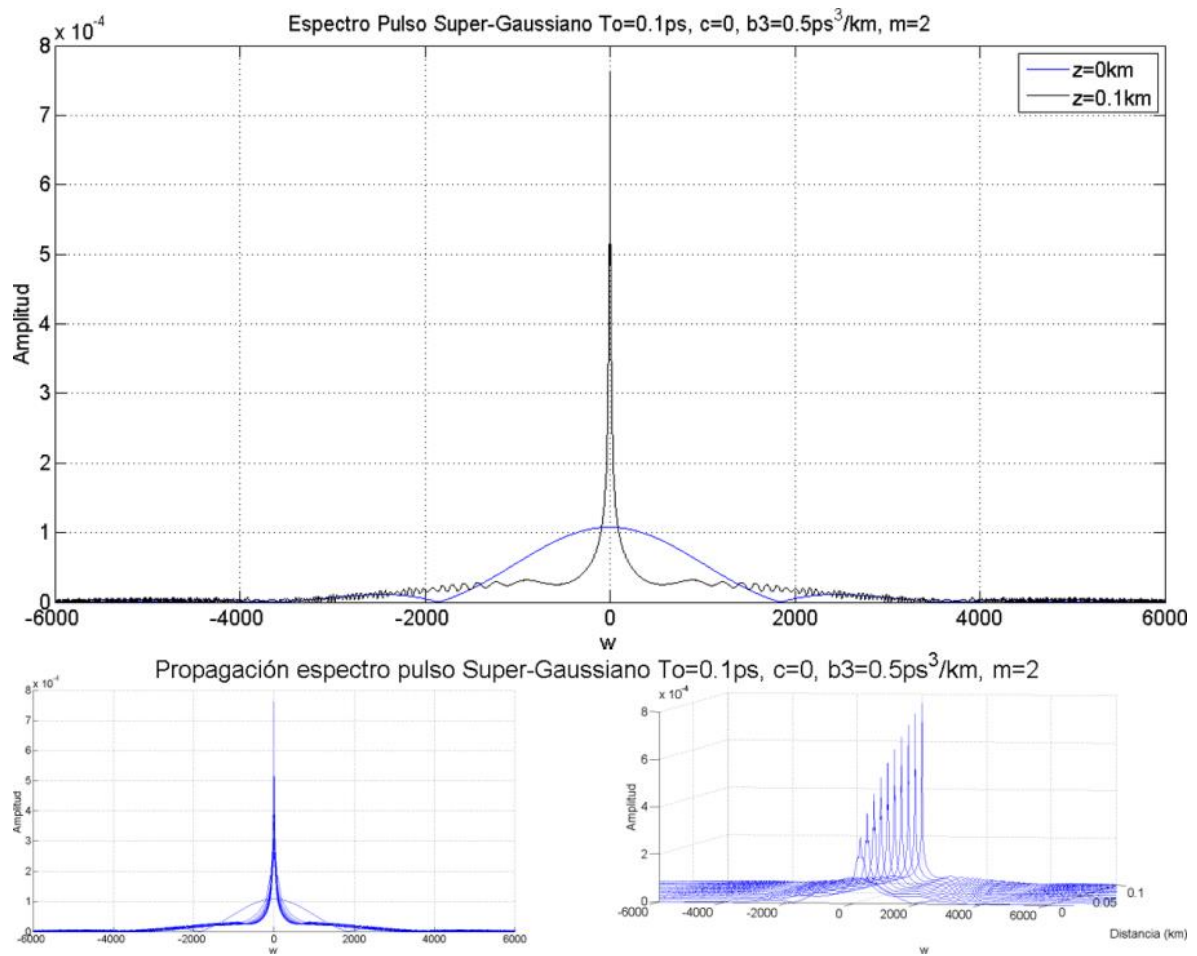


Figura 5.68. Análisis en frecuencia simulación 20.

Del espectro vemos que es muy estrecho y que casi toda su energía se concentra en torno a cero, esto se traduce en mayor ensanchamiento y deformación del pulso.

Simulación 21 - Pulso Super-Gaussiano con $\beta_2 = 0$ y $\beta_3 \neq 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 1\text{ps}$	$z = 1\text{km}$	$BxL = 101.5916\text{Gbps} * \text{km}$
$\beta_3 = 2\text{ps}^3/\text{km}$	$\omega_0 = 20$	
$\text{chirp} = 0$	$m = 3$	

Tabla 5.21. Parámetros para la simulación 21.

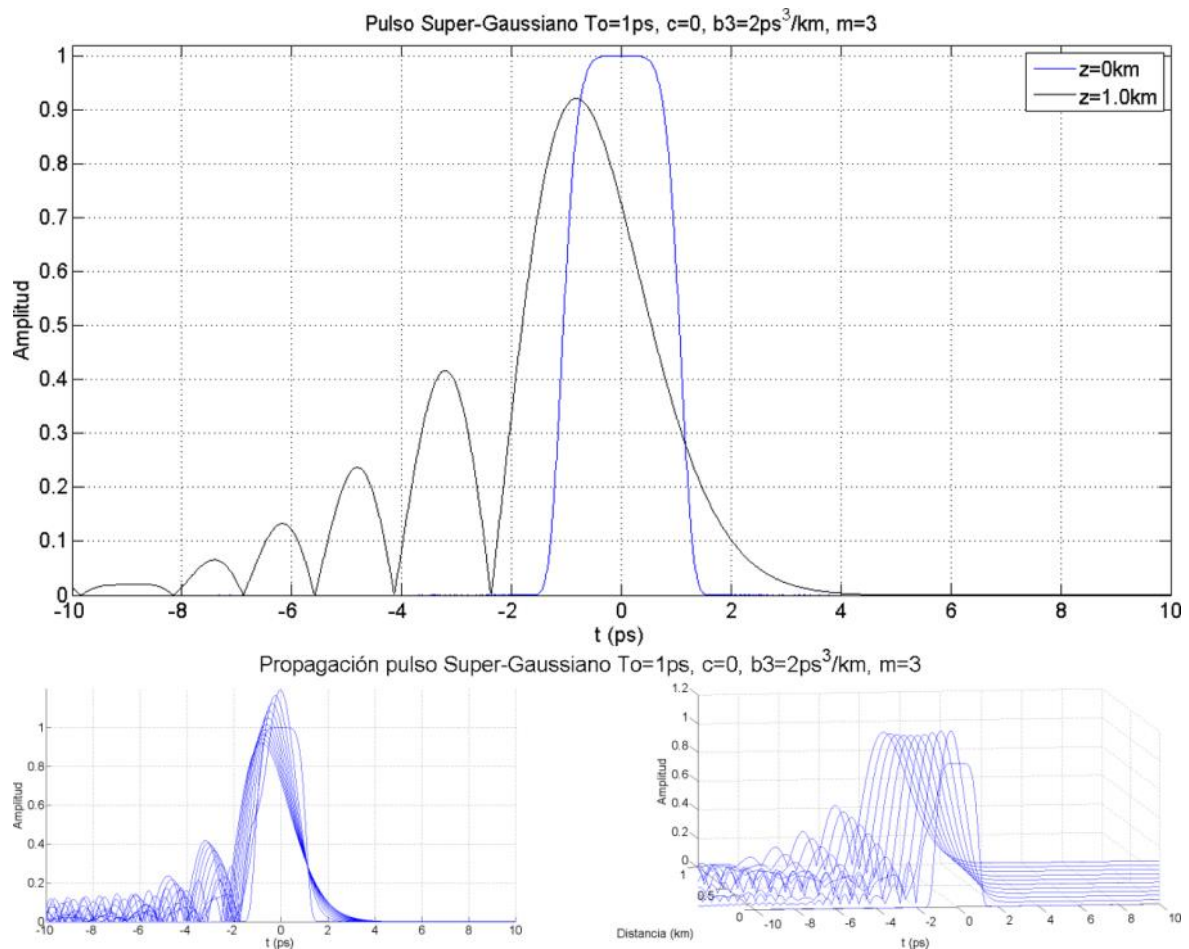


Figura 5.69. Análisis temporal simulación 21.

En este caso la anchura inicial del pulso es bastante mayor que en la simulación anterior por lo que se ve algo menos afectado por la dispersión de tercer. El pulso no ha visto gravemente reducida su amplitud pero sí que aparece bastante inclinado y con un rizado pronunciado.

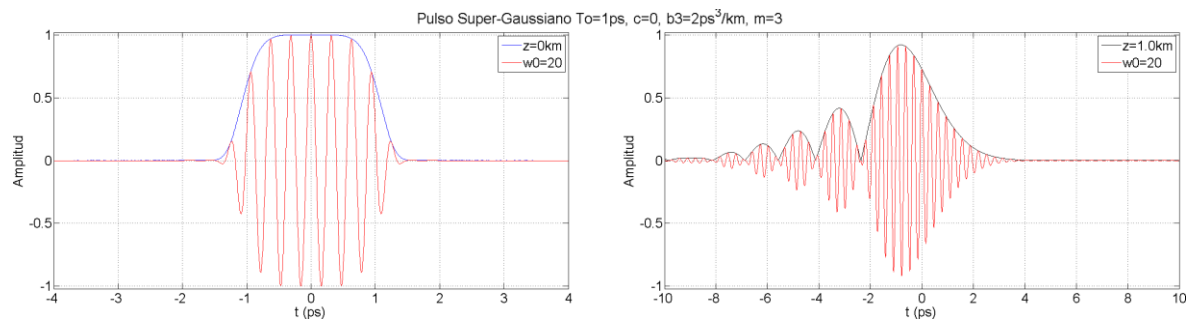


Figura 5.70. Redistribución de frecuencias simulación 21.

Las frecuencias que se encuentran en la envolvente de nuestro pulso super-gaussiano permanecen a una velocidad constante dada por v_g .

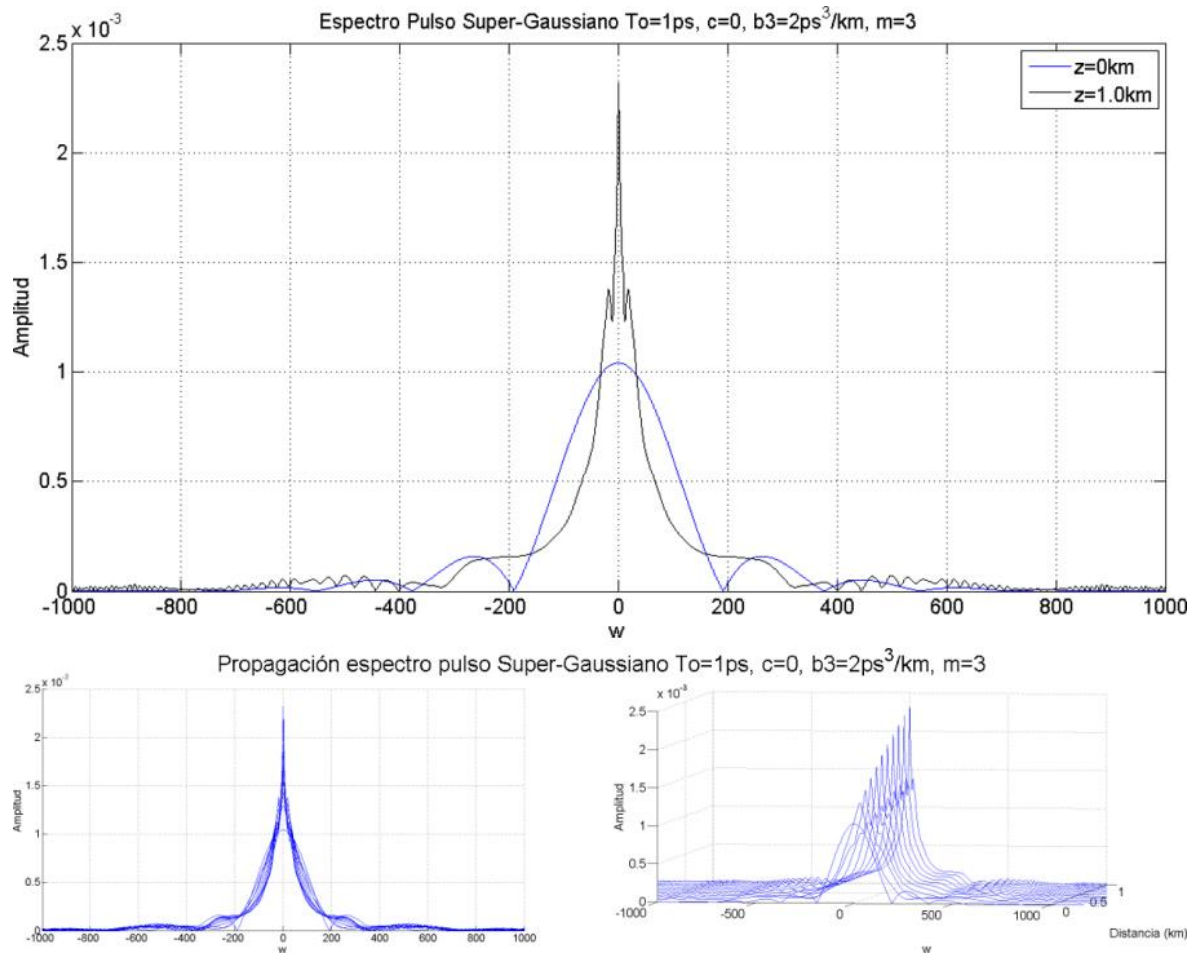


Figura 5.71. Análisis en frecuencia simulación 21.

En el espectro al inicio de la fibra se observan 3 lóbulos laterales a cada lado, estos también se ven afectados por la dispersión de tercer orden y por tanto vemos como se crean también unas oscilaciones en ellos.

Simulación 22 - Pulso Super-Gaussiano con $\beta_2 = 0$ y $\beta_3 \neq 0$		
Parámetros introducidos		Resultado
$T_0 = 1ps$	$z = 1km$	$BxL = 46.8582Gbps * km$
$\beta_3 = 1ps^3/km$	$\omega_0 = 15$	
$chirp = 2$	$m = 3$	

Tabla 5.22. Parámetros para la simulación 22.

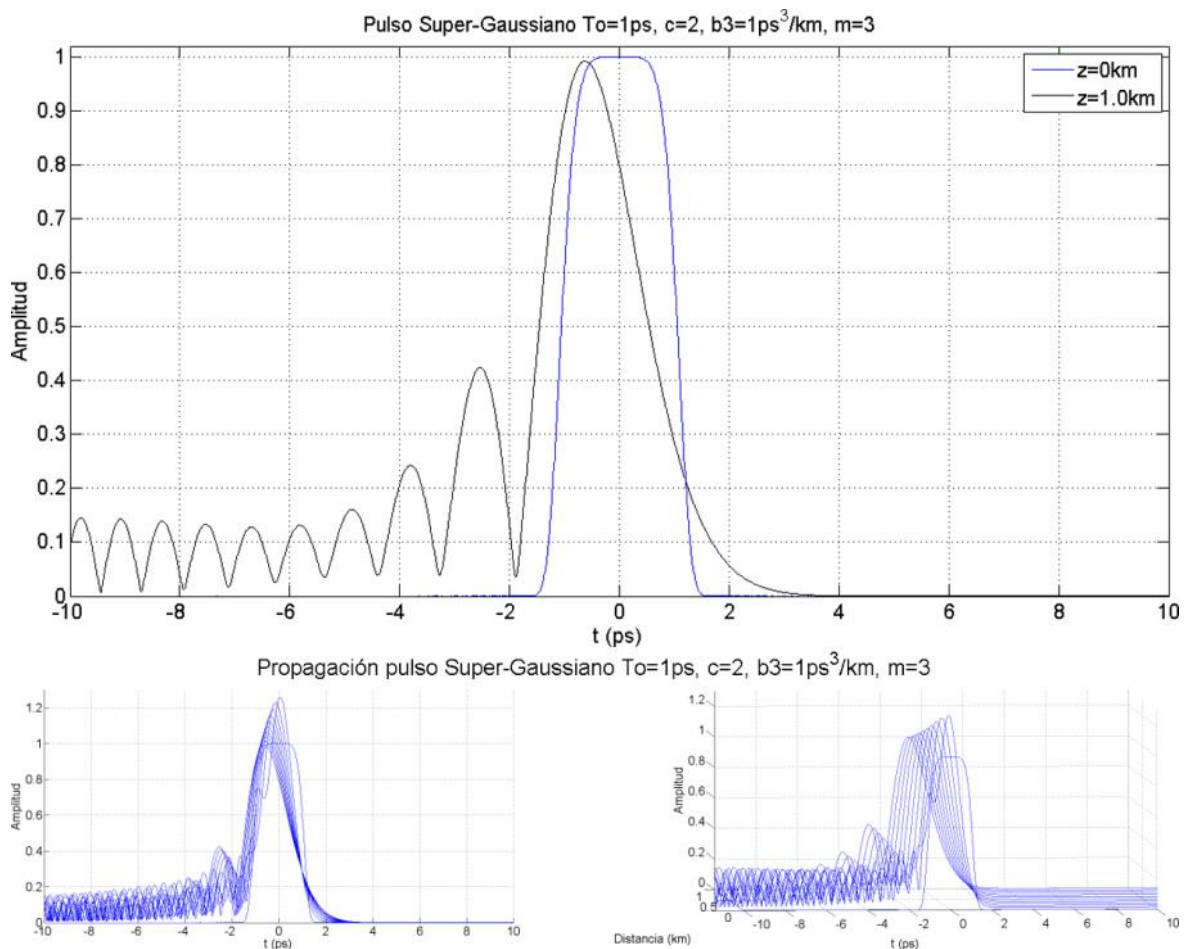


Figura 5.72. Análisis temporal simulación 22.

En este caso se ha incluido el factor de chirp debido a la modulación directa del láser, pero β_3 afecta en menor medida que en la simulación anterior. A los pocos metros de haberse propagado, el pulso se deforma, es un efecto que hemos visto con anterioridad propio de los pulsos super-gaussianos por su forma cuadrada. Vemos como casi no se reduce su amplitud pero desafortunadamente sigue apareciendo la deformación y rizado en la parte delantera del pulso.

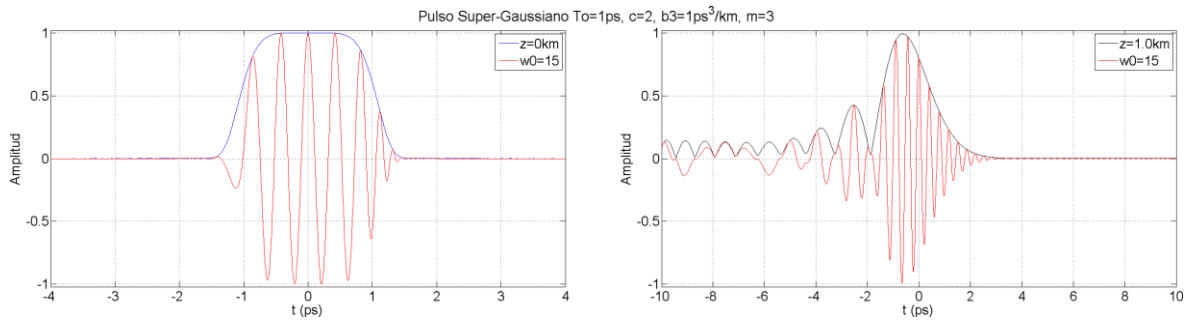


Figura 5.73. Redistribución de frecuencias simulación 22.

Se producen cambios en las frecuencias del pulso, en la parte delantera las frecuencias son $< \omega_0$ y por esto viajan a una velocidad $> v_g$. En la parte trasera del pulso se encuentran las frecuencias $> \omega_0$ y por tanto las que viajan a velocidades $< v_g$. Esto se mantiene así en el pulso una vez se ha producido la propagación.

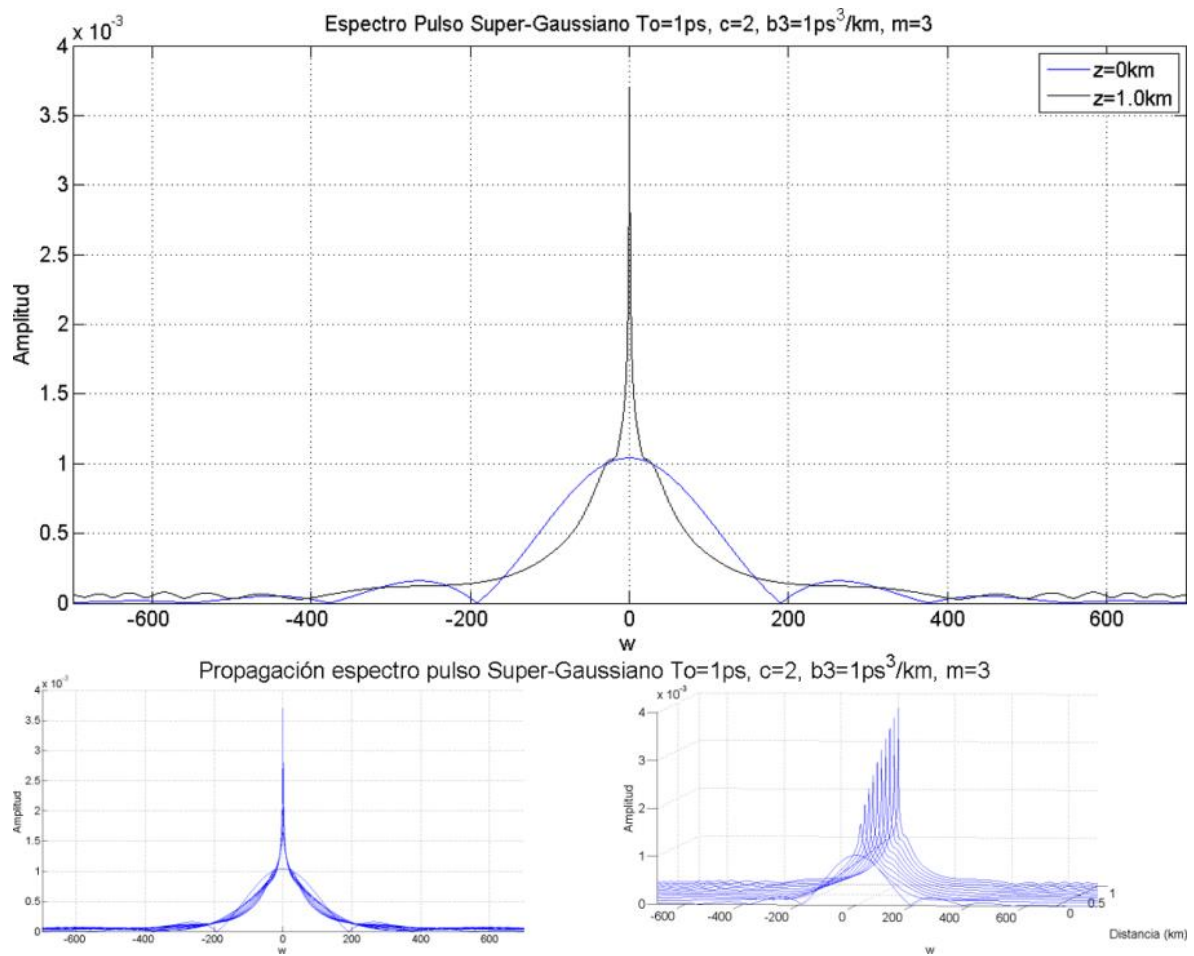


Figura 5.74. Análisis en frecuencia simulación 22.

Para los pulsos super-gaussianos tampoco es una ayuda el factor de chirp que aparece en la modulación directa del láser cuando la señal se ve afectada por la dispersión de tercer orden, como se puede observar. El espectro queda muy estrecho y los lóbulos laterales ya no se distinguen al final del pulso debido a la deformación que han sufrido.

6 CONCLUSIONES

El objetivo principal de este TFG era realizar un estudio completo de la propagación de pulsos de luz generados mediante modulación directa del láser que viajan a través de medios dispersivos como la fibra óptica y finalmente crear una interfaz de usuario para facilitar la exposición de resultados, el cual se ha alcanzado en su totalidad. Para esto se han realizado una serie de objetivos generales y específicos, tras los cuales se ha podido comprobar que todos los resultados son coherentes, llegando a una serie de conclusiones:

- ✓ Del estudio y recreación de la propagación de pulsos de luz en medios dispersivos en comunicaciones ópticas, hemos podido comprobar como la fibra óptica sufre los efectos de la dispersión cromática o ensanchamiento espectral y temporal y redistribución en frecuencia o chirpeado, que pueden provocar ISI, afectando así de forma muy crítica a la tasa de transmisión y a la tasa de error de bit.
- ✓ Del estudio y recreación de los efectos que tienen lugar en la modulación directa del láser semiconductor en la propagación de pulsos en medios dispersivos, se ha observado cómo debido a dicha modulación, los pulsos aparecen con cierto factor de chirp al ser generados, es decir, cuando aún no han sido propagados. Se ha comprobado como los pulsos aparecen con un factor de chirp, esto supone que el pulso antes de atravesar el medio dispersivo ya ha sufrido cambios en la distribución de sus frecuencias y por tanto presentan una anchura mayor que los pulsos con chirp nulo debido a la modulación directa del láser.
- ✓ De esta manera, tanto el chirpeado que aparece en la propagación del medio dispersivo, como el chirp que aparece en la modulación directa de la señal, resultan en general perjudiciales para el enlace. Por otro lado, hemos visto contrarrestados estos efectos en función de las características dispersivas del medio y de la distancia recorrida, detectando incluso que en determinados experimentos se produce un estrechamiento de la señal transmitida y una mejora en la tasa de transmisión y en la tasa de error de bit.

A continuación hemos centrado el estudio trabajando tanto en 1º como en 3º ventana y con pulsos cuya anchura inicial está comprendida entre 1ps y 50ps.

- ✓ Después de ser generados los pulsos anteriores, estos se propagan a través de un medio dispersivo, es entonces cuanto los pulsos gaussianos y super-gaussianos se ven afectados por el efecto GVD, siempre se van a ensanchar tanto si se encuentran en el régimen de dispersión normal como en el anómalo, pero en el caso de tener chirp inicial por modulación directa del láser con signo contrario a β_2 , es decir signo contrario al chirp provocado por la dispersión cromática, se produce una compresión inicial debido a que ambos efectos se anulan a cierta distancia, para a continuación ensancharse y producirse una redistribución en sus frecuencias. El mejor caso se produce para un régimen de dispersión anómalo $\beta_2 < 0$ y factor de chirp por modulación directa del láser positivo. El peor caso se produce cuando estos dos parámetros poseen signos iguales, ya que afecta de forma crítica al producto $B \times L$. Estos pulsos ven cambiada la fase de cada componente espectral dependiendo de la frecuencia y de la distancia propagada.
- ✓ En caso de encontrarnos con chirp inicial nulo debido a la modulación directa del láser, el pulso al atravesar la fibra se ve afectado por la dispersión cromática y aparece chirpeado lo que se traduce en ensanchamiento temporal, espectral y en una redistribución en sus frecuencias.
- ✓ Tanto para los pulsos gaussianos como para los super-gaussianos cuando les afecta el segundo orden de dispersión, hemos trabajado principalmente en una longitud de onda $\lambda = 1550 \text{ nm}$ (3ª ventana) que corresponde con $\beta_2 = -21 \text{ ps}^2/\text{km}$. Por otro lado hemos comparado estos experimentos con los obtenidos utilizando $\lambda = 850 \text{ nm}$ (1ª ventana) que corresponde con una $\beta_2 = 45 \text{ ps}^2/\text{km}$. Hemos obtenido mejores resultados trabajando en 3ª ventana porque el chirpeado por dispersión cromática que sufre el pulso es menor para estos casos.
- ✓ Los pulsos super-gaussianos al tener una forma más cuadrada, sufren más los efectos dispersivos y nos hemos encontrado que se han producido problemas en la propagación a lo largo de la fibra. Este tipo de pulsos

ofrece una tasa de transmisión menor que para la forma de onda gaussiana.

Por última, hemos cambiado las condiciones de trabajo, pasando a 2º ventana y generando pulsos cuya anchura inicial está comprendida entre $0.1ps$ y $1ps$.

- ✓ Nos centramos en $\lambda = 1310\text{ nm}$, por lo tanto $\beta_2 \approx 0ps^2/km$ y es en este caso la contribución principal de la dispersión es la de tercer orden, β_3 . Además este efecto se produce principalmente para pulsos cuya anchura inicial es $T_0 < 1ps$. En estos experimentos se ha observado como el pulso se vuelve asimétrico y aparecen unas oscilaciones en la cola del pulso, al alcanzar la distancia característica donde los efectos de la dispersión empiezan a notarse. Estas oscilaciones aparecen situadas al principio del pulso si el parámetro $\beta_3 > 0$ y al final del pulso si $\beta_3 < 0$. Para estos casos el efecto del chirp debido a la modulación directa del láser solo logra empeorar la forma del pulso acentuando las oscilaciones, por lo que no se puede contrarrestar los efectos de TOD con el chirp que se genera en la modulación directa del láser como ocurría en los casos anteriores.

6.1 Líneas de futuro

En este TFG se ha realizado un estudio en profundidad de la propagación de los pulsos de luz en medios dispersivos, pero el conocimiento que se ha llegado a alcanzar puede ser debidamente utilizado como apoyo para realizar los siguientes estudios:

- ✓ Sería interesante estudiar la compensación de la dispersión de segundo orden, que consiste en combinar fibras que poseen características distintas, por ejemplo utilizando fibras con signos de β_2 opuestos. Tenemos que los amplificadores se usan para compensar las pérdidas, pues bien, entre dichos amplificadores podemos colocar cada tipo de fibra y como el promedio de GVD es cero la dispersión se va a encontrar totalmente compensada.
- ✓ Nos encontramos con que en la práctica también aparecen efectos no lineales como el efecto Kerr y SPM, el Scattering Raman y Raman

Estimulado (SRS), Scattering Brillouin y Brillouin Estimulado (SBS), la intermodulación de fase (XPM) y el mezclado de 4 ondas. Por esto y conjunto con lo anterior se puede realizar un estudio de sistemas no lineales debido al efecto Kerr, en este aparece la auto-modulación de fase (SPM Self-phase modulation) la cual tiene una acción contraria al efecto de dispersión en la región de dispersión anómala, permitiendo la aparición de solitons, cuyos pulsos conservan su forma a lo largo de la propagación.

- ✓ Por último, una aplicación que puede ser muy demandada es, añadir a la GUI más herramientas como puede ser un analizador modal de fibra o estudio de otros efectos que afectan en la propagación como los no lineales o incluso el estudio de micro curvaturas y macro curvaturas. Todo esto aplicado para el ámbito de la enseñanza para facilitar a los alumnos el entendimiento de estos efectos tan complejos ya que se permite una visualización de los efectos mediante gráficas con variaciones de parámetros.

7 ANEXOS

7.1 Anexo A: Manual de usuario de la herramienta de simulación

Una vez completados los objetivos de este proyecto y con el objetivo de facilitar al usuario el manejo de la herramienta creada de estudio y simulación, se presenta a continuación el manual de usuario de la interfaz gráfica desarrollada con la herramienta GUIDE de Matlab. En este se incorporan todas las funciones desarrolladas para que el usuario pueda realizar un estudio lo más completo posible y todo ello sin necesidad de conocer la programación en lenguaje Matlab. Este software completo se adjunta en la carpeta denominada “Software_Propagacion” anexa a la memoria y es muy importante que se mantengan todos los archivos que se encuentran en dicha carpeta anexa en el mismo directorio.

Al iniciar la interfaz aparece con el siguiente aspecto:

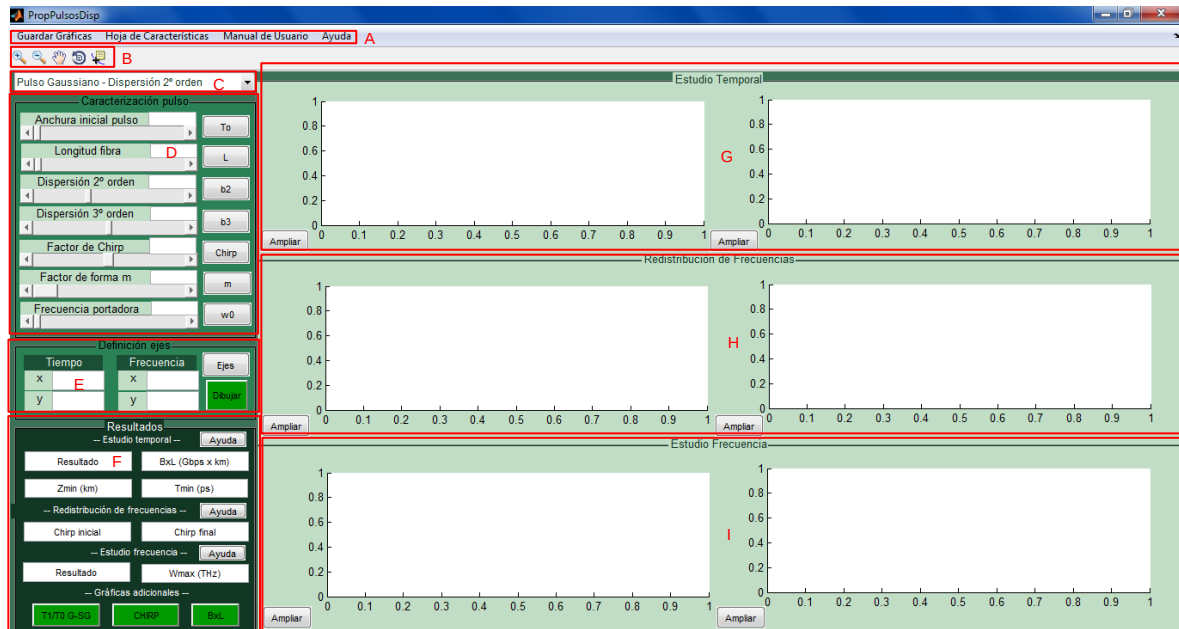


Figura 7.1. Aspecto inicial de la interfaz gráfica.

A continuación se van a detallar las diferentes zonas que presenta en general y luego de una forma más particular los elementos que se encuentran dentro de estas zonas.

- A.** En esta zona se encuentra un menú compuesto por 4 botones. El primero de ellos sirve para, una vez generadas las gráficas, guardar todas estas de manera rápida. El segundo, a su vez, se despliega y aparecen otros 4 en los cuales encontramos diferentes Data Sheet de láseres de semiconductor y cuya modulación es directa, para que en todo momento el usuario pueda apoyarse en ellas y consultar los parámetros característicos de este tipo de comunicaciones. El siguiente botón de nuestro menú sirve para abrir el manual de usuario, así nos aseguramos que se maneje la herramienta de manera correcta y además que en caso de duda el usuario pueda consultarla. Por último nos encontramos con un botón de ayuda, este abre un documento donde se encuentra explicado conceptos fundamentales de comunicaciones ópticas y más en concreto el efecto de la dispersión cromática que aparece en la propagación y el factor de chirp que aparece en la modulación directa del láser.

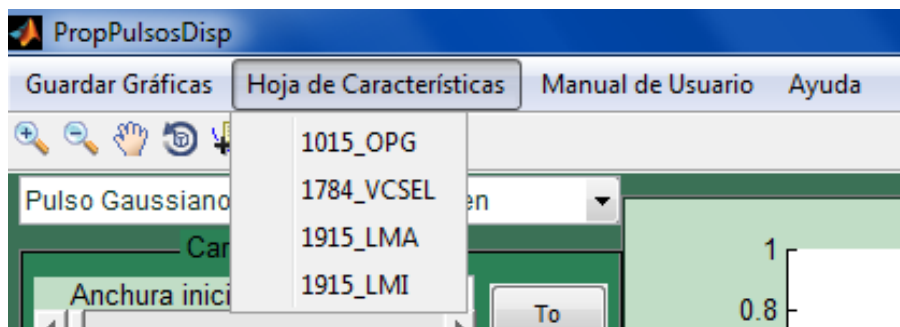


Figura 7.2. Desglose del menú de hojas de características.

- B.** Esta es la barra de herramientas que sirve para hacer zoom in o zoom out en las gráficas representadas además de poder hacer mediciones, arrastrarlas y rotar las gráficas 3-D para poder observarlas en su totalidad.
- C.** Llegamos a la zona donde tenemos que elegir el tipo de pulso y la dispersión por la cual se va a ver afectado y caracterizado. Se pueden analizar hasta 4 casos que se muestran en la siguiente figura.

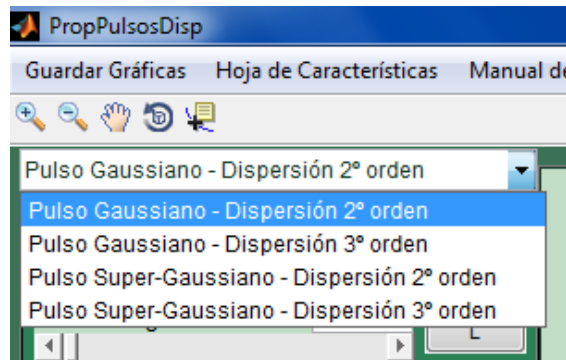


Figura 7.3. Despliegue para la elección de tipo de estudio.

- D.** Esta zona es la reservada para seleccionar los parámetros con los que se quiere realizar el estudio. La elección de cada parámetro se lleva a cabo mediante slider, estos están limitados solo a rangos característicos de este tipo de comunicaciones. Además está preparado para que en caso de error por parte del usuario a la hora de introducir un parámetro que no concuerda con el tipo de estudio que hemos seleccionado, este nos avisará mediante un mensaje emergente y el parámetro tomará automáticamente un valor dentro del rango correcto. Como se puede observar en la siguiente figura, al mover la barra deslizador, aparece en todo momento el valor numérico seleccionado. Además al lado de cada uno, aparece un botón con el nombre del símbolo que nos muestra un mensaje de ayuda en el que aparece las unidades en las que se mide dicho parámetro y el rango en el que está comprendido.

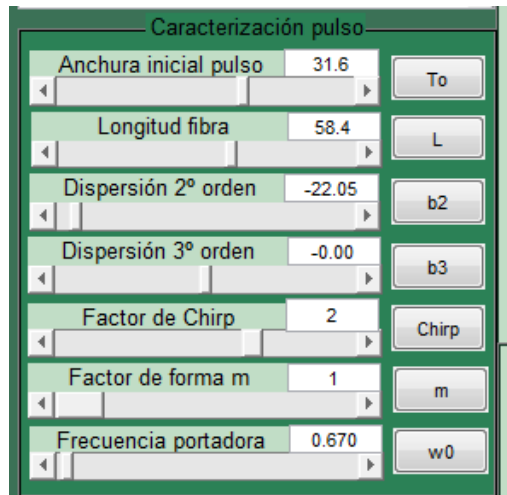


Figura 7.4. Zona de selección de parámetros.

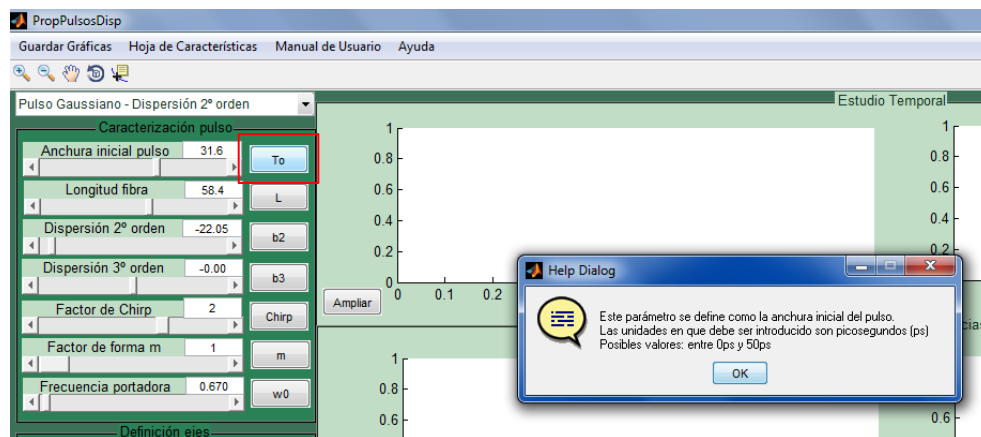


Figura 7.5. Mensaje de ayuda para la elección de parámetros.

- E. Una vez se han introducido los parámetros, debemos pulsar sobre el botón que se encuentra en esta zona denominado “Dibujar” de color verde. Después aparecerán las gráficas de la simulación y además en la zona E, de manera automática, aparece el valor de los ejes tanto para las gráficas en tiempo como para las que se encuentran en el dominio de la frecuencia. A partir de esto, el usuario podrá introducir otro valor en dichas casillas para poder variar el valor de los ejes y así ajustar las gráficas dependiendo de la zona en se quiera centrar. Al realizar una nueva simulación ocurrirá de nuevo la misma situación, los ejes se ajustarán inicialmente para después poder ser modificados por el usuario a su conveniencia. También incluye un botón de ayuda para los ejes.

Definición ejes			
Tiempo		Frecuencia	
X	273.13	X	9.14998
Y	1.1	Y	0.0622051

Ejes

Dibujar

Figura 7.6. Definición de los ejes de las gráficas.

- F. Esta es la zona de los resultados, se diferencian 4 apartados, en la primera se muestran los resultados en cuanto al estudio temporal, en el aparecen el comportamiento que ha tenido la señal a lo largo de la fibra, se obtiene también la distancia mínima a la que el pulso presenta su anchura mínima y por último el producto $B \times L$. El siguiente apartado nos ofrece el cambio sufrido por el factor de chirp efectivo en la propagación debido a la dispersión, este cambio es el que produce cambios en la distribución de las frecuencias. A continuación nos encontramos con los resultados en cuanto a las simulaciones en el dominio de la frecuencia, aparece el comportamiento que tiene la señal en la propagación y además el ancho de banda máximo que existe. En la parte inferior de esta zona se pueden consultar tres gráficas adicionales que muestran el factor de ensanchamiento tanto para pulsos gaussianos como para super-gaussianos, la variación que sufre el factor de chirp a lo largo de la propagación y por último una comparación entre la tasa de transmisión que puede alcanzar un pulso gaussiano con respecto a uno super-gaussiano.



Figura 7.7. Resultados obtenidos.

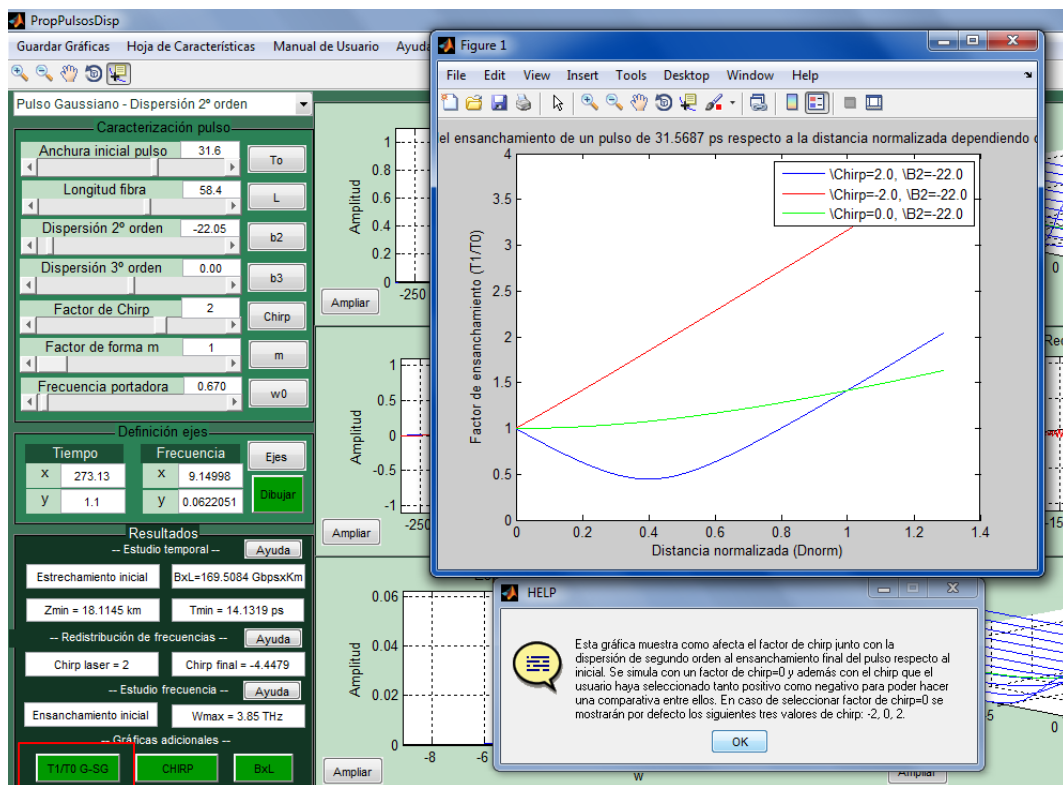


Figura 7.8. Gráfica de ayuda.

G. Aquí aparecen dos gráficas referidas al estudio temporal. La primera de ellas muestra nuestro pulso antes de ser propagado y la señal al final de la fibra. En la segunda se muestra la propagación del pulso en 3-D.

H. En esta zona se lleva a cabo el estudio de la redistribución de frecuencias, para ello se muestra en una primera gráfica el pulso al inicio de la fibra con su correspondiente distribución de frecuencias y al lado el pulso al final de la fibra donde podemos observar los cambios que se han producido en cuanto a redistribución de frecuencias entre ellas.

I. Por último, nos encontramos con el estudio en el dominio de la frecuencia y esta se distribuye de manera parecida a la zona G. La primera gráfica muestra el espectro del pulso tanto antes de la propagación como al final de la fibra. La última gráfica muestra la propagación del espectro en 3-D.

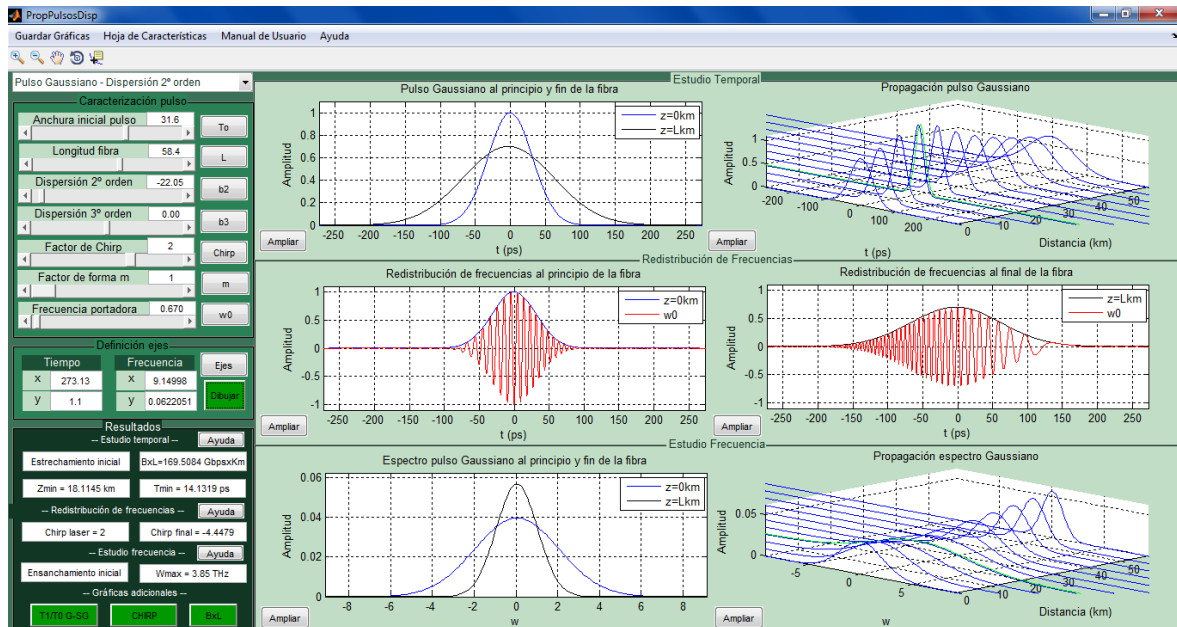


Figura 7.9. Gráficas de la simulación realizada.

Si se desea, al lado de cada gráfica aparece un botón con el cual pueden ampliarse cada gráfica de manera independiente.

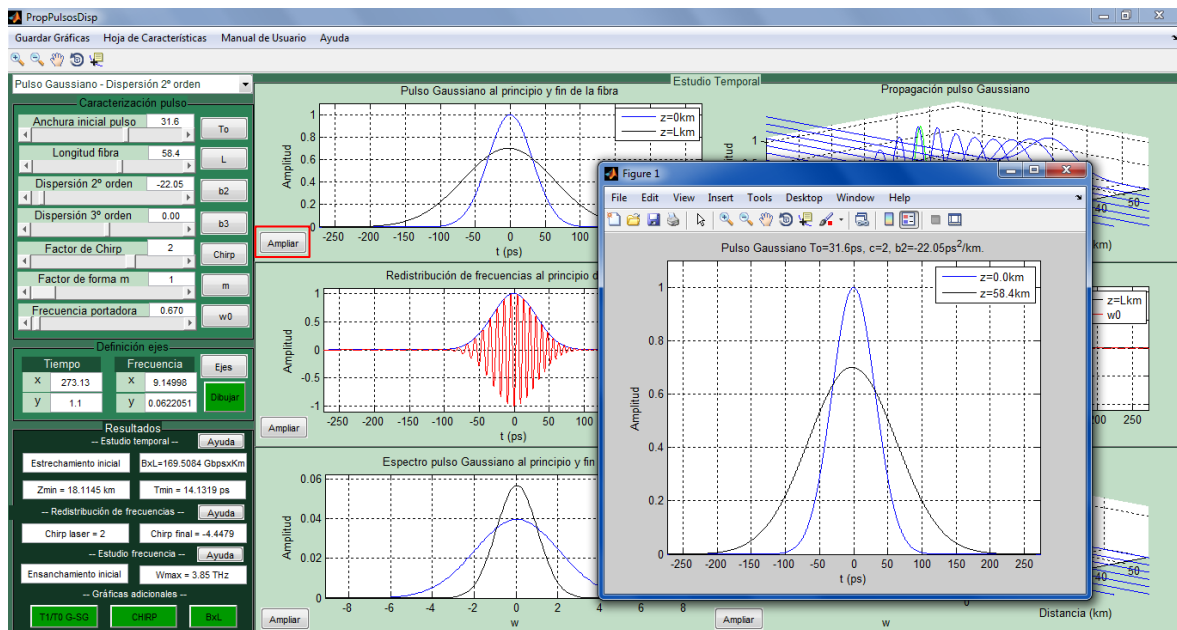


Figura 7.10. Gráfica ampliada.

8 REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] AGRAWAL, G., et al. *Nonlinear Fiber Optics*. Great Britain: Academic Press, 2013.
- [2] AGRAWAL, G. *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. USA: Academic Press, 2008.
- [3] CHEN, CHIN-LIN. *Foundations for Guided-wave optics*. New Jersey: Wiley-Interscience, 2007.
- [4] BOQUERA, MARÍA CARMEN ESPAÑA. *Comunicaciones ópticas: Conceptos esenciales y resolución de ejercicios*. Madrid: Ediciones Díaz de Santos, 2005.
- [5] BRILLANT, AVIGDOR. *Digital and Analog Fiber Optic Communications for CATV and FTTx Applications*. USA: SPIE Press and Wiley-Interscience, 2008.
- [6] AGRAWAL, G. *Fiber-Optic Communication System*. New York: Wiley-Interscience, 2002.
- [7] BASS, MICHAEL et al. *Handbook of Optics Volume I. Fundamentals, Techniques and Design*. New York: McGraw-Hill, 1995.
- [8] RAMASWAMI, R., SIVARAJAN, K., SASAKI, G. *Optical Network. A Practical Perspective*. San Francisco: Morgan Kaufmann, 2009.
- [9] BASS, MICHAEL et al. *Fiber Optics Handbook: Fiber, Devices and Systems for Optical Communications*. USA: McGraw-Hill, 2002.
- [10] OKAMOTO, K. *Fundamentals of Optical Waveguides*. USA: Academic Press, 2006.
- [11] SENIOR, JOHN M., JAMRO, M. YOUSIF. *Optical Fiber Communications. Principles and Practice*. United Kingdom: Pearson Education Limited, 2009.
- [12] KEISER, G. *Optical Fiber Communications*. Singapore: McGraw-Hill, 2008.
- [13] THOMSON, R., LEBURN, C., REID, D. *Ultrafast Nonlinear Optics*. Edimburgo: Springer, 2013.
- [14] ROYCHOUDHURI, C. et al. *Fundamentals of photonics*. Washington: SPIE, 2008.
- [15] MARTÍN PEREDA, J. *Sistemas y redes ópticas de comunicaciones*. Madrid: Pearson, 2012.
- [16] BINH, LE NGUYEN. *Optical fiber communication systems with Matlab and Simulink models*. USA: CRC Press, 2014.
- [17] CVIJETIC, M. *Optical transmission systems engineering*. USA: Artech House, 2004.

- [18] CVIJETIC, M., DJORDJEVIC, I. *Advanced optical communication systems and networks*. USA: Artech House, 2013.
- [19] ADEL P. *Pulsed fiber lasers*. Alemania: Cuvillier Verlag, 2004.
- [20] DIELS, J., RUDOLPH, W. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena. Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale*. USA: Academic Press, 2006.
- [21] FERREIRA, MARIO F. *Nonlinear effects in optical fibers*. New Jersey: OSA and John Wiley & Sons, 2011.
- [22] RAHIMI, E., NEJAD, S., M. *Analysis of Super-Gaussian Ultra-Short Pulse Propagation in Nonlinear Optical Fibers*. IEEE Xplore, 2008, HONET, 2008, 135-140.
- [23] ROSENBERG, C. J., et al. *Analysis of the dynamics of high intensity Gaussian laser beams in nonlinear de-focusing Kerr media*. Optics communications, 2007, 2 (275), 458-463.
- [24] KREHLIK, P. *Characterization of semiconductor laser frequency chirp based on signal distortion in dispersive optical fiber*. Opto-electronics review, 2006, 2 (14), 119-124.
- [25] DELFYETT, P. J., et al. *Chirped pulse laser sources and applications*. Progress in Quantum Electronics, 2012, 4 (36), 475-540.
- [26] ZHOU, S., et al. *Compensation of nonlinear phase shifts with third-order dispersion in short-pulse fiber amplifiers*. Optics express, 2005, 13 (13), 4869-4877.
- [27] GARCÍA-PÉREZ, A., et al. *Compensación Electrónica de la Dispersión en Fibras Ópticas Usando el Conjugado de Fase Óptica*. Acta Universitaria, 2009, 2 (19), 98-104.
- [28] ABRAMCZYK, H. *Dispersion phenomena in optical fibers*. Technical University of Lodz, Laboratory of Laser Molecular Spectroscopy, 2005.
- [29] ISLAM, J., HALDER, K. K., ISLAM, R. *Effect of Optical Pulse Shape on the Performance of OCDMA in Presence of GVD and Pulse Linear Chirp*. International Journal on Computer Science and Engineering, 2 (1), 1041-1046.
- [30] LI, Q., HUANG, H. *Effective pulse compression in dispersion decreasing and nonlinearity increasing fibers*. Optics Communications, 2015, 342, 36-43.
- [31] DEMIRCAN, A., PIETRZYK, M., BANDELOW, U. *Effects of higher-order dispersion on pulse splitting in the normal dispersion regime*. Optical and quantum electronics, 2008, 5 (40), 455-460.
- [32] LI, Q., et al. *Effects of Third-order Dispersion on Self-Similar Pulse Compression in Nonlinear Fibers*. Asia Communications and Photonics Conference. Optical Society of America, 2013. p. AF2D. 36.

- [33] **GONÇALVES, A. M.** *Pulse Propagation in Optical Fibers*. Instituto Superior Técnico Portugal.
- [34] **CASTELLANOS, H.** *Estudio de los efectos de automodulación de fase (SPM) en fibras ópticas para sistemas DWDM, Banda C (ITU)*. Revista Colombiana de Física, 2012, 2 (44), 176-184.
- [35] **JANA, S., KONAR, S.** *Far-field spectral behaviour and spectral switching of super-Gaussian pulses*. Optics Communications, 2008, 19 (281), 4829-4834.
- [36] **RIO CAMPOS, C., RODRIGUEZ HORCHE, P.** *Fibras ópticas: interacción dispersion-chirp en sistemas ópticos modulados directamente*. Óptica pura y aplicada, 2013, 3 (46), 231-247.
- [37] **ZAKI, F. R., FAISAL, M.** *Impact of third-order dispersion in ultra-high speed long-haul optical fiber communication system*. Informatics, Electronics & Vision (ICIEV), 2013, International Conference on IEEE, 2013, 1-5.
- [38] **ZHENG, Y., et al.** *Impacts of polarization mode dispersion on the pulse-width with considering initial pulse chirp and fiber GVD*. Optics communications, 2001, 1 (200), 193-199.
- [39] **RIO CAMPOS, C., RODRIGUEZ HORCHE, P., MARTÍN MÍNGUEZ, A.** *Interaction of semiconductor laser chirp with fiber dispersion: Impact on WDM directly modulated system performance*. Fourth International Conference on Advances in Circuits, Electronics and Micro-electronics, CENICS, 2011, 21-27.
- [40] **LADÁNYI, L., SCHOLTZ, L., MULLEROVA, J.** *Investigation of modulation instability in the case of super-gaussian and soliton pulses*. APCOM, 2014, 228-231.
- [41] **WANG, C., YAO, J.** *Photonic generation of chirped millimeter-wave pulses based on nonlinear frequency-to-time mapping in a nonlinearly chirped fiber Bragg grating*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2008, 2 (56), 542-553.
- [42] **LADÁNYI, L., SCHOLTZ, L., MÜLLEROVÁ, J.** *Numerical simulations of dispersion effects in chirped Gaussian and soliton pulses*. Optical and Quantum Electronics, 2017, 3 (49), 105.
- [43] **SHUQIN, G., WENSHENG, A., GUANGXIN, Z.** *Numerical study on the propagating performance of super-Gaussian ultra-short optical pulse*. 27th International congress on High-Speed Photography, 2007, SPIE, 2007, 62794E-1 - 62794E-7.
- [44] **VINAYAGAPRIYA, S., SIVASUBRAMANIAN, A.** *PDM induced broadening on propagation of Chirped Super Gaussian pulse in Single Mode Optical Fiber*. International Conference on Signal Processing, Image Processing & Pattern Recognition, 2013.

[45] FERNANDES, S., N. PINTO, A., ANDRE, P., FUGIHARA, M. *Pulse Broadening Due to Higher Order Dispersion*. 4th Conference on Telecommunications, 2003, 391-394.

[46] PAKARZADEH, H., DELIRIAN, Z., TAGHIZADEH, M. *Simulation of Chirped Pulse Propagation in Silicon Nanowires: Shape and Spectrum Analysis*. Optics and Photonics Journal, 2016, 8 (6), 53-61.

[47] GONÇALVES, PMEAC. *Super-Gaussian Pulse Propagation in Optical Fibers*. Instituto Superior Técnico Portugal.

[48] ENGELEN, R. J. P., et al. *The effect of higher-order dispersion on slow light propagation in photonic crystal waveguides*. Optics Express, 2006, 4 (14), 1658-1672.

[49] ABELLÁN, D. P., CAPMANY, J., PASCUAL, F. R. *Sistemas de comunicaciones ópticas*. Valencia: Universitat Politècnica de Valencia, 2007.

[50] PÉREZ DE PRADO, R. *Apuntes de Comunicaciones ópticas*. EPSL: 2016.

[51] COMISIÓN DE TRABAJO FIN DE GRADO. *Normas básicas de estilo y estructura para la elaboración del trabajo fin de grado (TFG)*. EPSL: 2016.

[52] <https://es.mathworks.com/support>

[53] SMITH, SCOTT T. *MATLAB Advanced GUI Development*. USA: Dog ear publishing, 2006.

[54] SICILIANO, ANTONIO. *MATLAB: data analysis and visualization*. Singapore: World Scientific, 2008.

[55] YAMADA, MINORU. *Theory of Semiconductor Laser*. USA: Springer, 2014.

[56] DATA SHEET:

http://www.3spgroup.com/data/File/3S%20PHOTONICS/Produits/3SP_1915_LMA_Analog_10GHz.pdf