

SISTEMAS DE COMUNICACIÓN TRANSOCEÁNICOS: EFECTO GORDON-HAUS

Alejandro Cañada García

Ingeniero de Telecomunicación de la E.T.E.S.E. Telecomunicación de Barcelona
Universidad Politécnica de Cataluña
e-mail: acanada@iies.es

INTRODUCCIÓN

En estos momentos se despliegan por todo el mundo sistemas de comunicación capaces de afrontar el gran incremento producido en el campo de las telecomunicaciones en los últimos años. Los nuevos sistemas de transmisión ópticos trabajan a velocidades por canal de 2.5 Gbit/s. A nivel intercontinental, este enorme tráfico solo puede ser transportado por los cables submarinos de fibra óptica, ya que la capacidad de los antiguos cables coaxiales o de los enlaces por satélite es muy reducida frente a la demanda y al ancho de banda óptico. Así se están instalando actualmente los últimos cables transoceánicos ópticos como el TAT-12/13 en el Atlántico Norte, el TPC-5, un anillo óptico que comunica ambos lados del Pacífico o el Africa ONE, una enorme red óptica de 40,000 km que hacia 1999 proporcionará al continente africano las más modernas tecnologías en telecomunicaciones [1,2].

Todos estos proyectos se basan en la transmisión totalmente óptica, donde los complejos repetidores de los antiguos sistemas, llamados híbridos ya que interrumpen la propagación en la fibra para regenerar electrónicamente el pulso, han sido sustituidos por amplificadores ópticos de fibra dopada con Erblio (EDFA). Estos últimos consiguen superar el cuello de botella que la regeneración electrónica impone en la capacidad de transmisión y además son más económicos. Sin embargo, el diseño del sistema debe ser estudiado desde un punto de vista totalmente diferente: los efectos que limitan principalmente la propagación en la fibra como el ruido de emisión estimulada (ASE) de los EDFA's, la dispersión y la no linealidad, se acumulan ahora con la distancia. Aunque existan diversas técnicas para minimizarlos, la capacidad de estos sistemas parece quedar limitada por la dispersión y la no linealidad en torno a los pocos Gbit/s por canal. La transmisión de solitones ópticos, pulsos de gran robustez capaces de propagarse indefinidamente sin distorsión, gracias al efecto combinado de la dispersión y de la no linealidad de la fibra, es la alternativa para superar este límite. Sin embargo las pérdidas de la fibra obligan a amplificar el solitón para poder mantener sus propiedades. Como en los sistemas convencionales, el ruido de los amplificadores se va a acumular con la

distancia, pero además, la propagación del solitón en su presencia, se va a ver afectada de una forma muy particular: el solitón llega al extremo de la fibra desplazado en el tiempo aleatoriamente. Este jitter es conocido como efecto Gordon-Haus y limita severamente la capacidad de un sistema basado en la transmisión de solitones. Para reducirlo se recurre habitualmente a técnicas activas como la modulación síncrona o pasivas como el filtrado óptico después de cada amplificación. Esta última es la técnica de mayor proyección pues, además de su simplicidad, permite el uso extensivo del multiplexado en división de longitud de onda (WDM), mediante el cual se pretenden alcanzar velocidades del orden de 100 Gbit/s por fibra.

Primero describiremos las características y limitaciones de un cable transoceánico de fibra óptica, después analizaremos la propagación de los solitones en la fibra y finalmente simularemos el efecto Gordon-Haus y su reducción mediante filtros ópticos.

SISTEMAS DE LARGA DISTANCIA

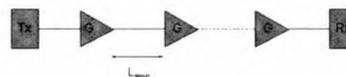


Figura 1: Configuración de un sistema totalmente óptico (Tx: Transmisor, Rx: Receptor, L_{amp} : Distancia entre amplificadores, G: Ganancia del amplificador para compensar las pérdidas en L_{amp}).

La figura 1 representa el esquema general de un sistema por fibra óptica de larga distancia. En los casos que plantearmos más adelante tomaremos una velocidad de bit B de 10 Gbit/s, una separación entre amplificadores L_{amp} de 31,5 km y una distancia de 9000 km. En comunicaciones ópticas se considera una transmisión libre de error cuando la probabilidad de error es inferior o igual a 10^{-9} . Cada etapa de amplificación añade

a la señal ruido de emisión espontánea que se va a ir acumulando a lo largo del enlace. En el extremo de la fibra de longitud L la densidad espectral de ruido resulta igual a:

$$S_{acu} = N(G-1)h\nu n_{sp} = \frac{\alpha L}{\ln G} (G-1)h\nu n_{sp} \quad (1)$$

donde h es la energía de un fotón, G y n_{sp} son respectivamente la ganancia del amplificador y el factor de emisión espontánea del amplificador, N el número de amplificadores y el coeficiente de pérdidas de la fibra. El ruido acumulado va a depender del factor $(G-1)/\ln G$, por lo que para minimizarlo va a ser necesario reducir la ganancia, o lo que es lo mismo, la distancia entre amplificadores. Esto incide directamente en los costes del sistema, que pretende una mayor separación entre amplificadores Lamp para reducir su número.

Los últimos sistemas de comunicación transoceánicos por fibra óptica utilizan amplificadores de fibra dopada con Erblio

Por otro lado el efecto de la dispersión cromática (cambio del índice de refracción con la frecuencia) se traduce en el progresivo ensanchamiento del pulso de entrada. Cada componente frecuencial tiene una velocidad de fase diferente por lo que llegan al extremo de la fibra en momentos diferentes. Si el ensanchamiento es tal que pulsos consecutivos se solapan, entonces no podremos distinguir el uno del otro (Interferencia Inter Simbólica). La longitud de dispersión L_D , que depende del ancho del pulso y de la dispersión de la fibra, indica la distancia a partir de la cuál el efecto dispersivo empieza a ser importante. En sistemas de larga distancia este efecto se va a ir acumulando, por lo que la necesidad de mantener una buena probabilidad de error limita la máxima tasa de bit, ya que los pulsos deberán estar más separados. Se opera en tercera ventana ($1.55 \mu\text{m}$), donde podemos obtener fibras con dispersión mínima (esto normalmente sucede a $1.3 \mu\text{m}$), las 'Dispersion-Shifted Fibers' (DS).

Finalmente, las fibras ópticas tienen un comportamiento no lineal caracterizado por la dependencia del índice de refracción con la intensidad del campo óptico. Esta dependencia es conocida como efecto Kerr y se expresa como:

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (2)$$

donde n_0 es la parte lineal del índice de refracción y n_2 el coeficiente no lineal ($\sim 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ en fibras de silicio). La consecuencia es que se produce un cambio de fase en el pulso, que depende de la amplitud del campo provocando el ensanchamiento del espectro. En el mínimo de dispersión, esta automodulación de fase (SPM), junto con la presencia de la señal y del ruido de los amplificadores, genera nuevas componentes frecuenciales que acaban degradando la señal. De forma análoga al caso anterior, se define una longitud de no linealidad LNL, dependiente de la potencia del pulso y de la no linealidad de la fibra, que nos proporcionará una escala para medir el efecto no lineal.

Supongamos que deseamos transmitir el tren de pulsos gaussianos de la figura 2 compuesto por 32 "1" y 32 "0" en un sistema totalmente óptico convencional con formato RZ (Return to Zero). Hemos propagado el tren de pulsos en la fibra resolviendo numéricamente la ecuación de Schrödinger mediante el método Split-Step Fourier [3], sin tener en cuenta el ruido ASE. L_{amp} es igual a 31.5 km y la fibra tiene unas pérdidas de 0.21 dB/km, un coeficiente de dispersión $D = -0.4 \text{ ps/km.nm}$ y un coeficiente no lineal $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. La ganancia de los amplificadores es 6.6 dB. Los pulsos tienen un ancho TFWHM (medido a la mitad del máximo) de 20ps y la separación entre ellos es de 100 ps, resultando una tasa de bit de 10 Gbit/s. Simulando un fotoreceptor ideal y tomando los bits de tres en tres obtenemos el diagrama de ojo inicial de la figura 3 [4]. La figura 4 representa el diagrama de ojo después de 5000 km. Observamos claramente el deterioro de la señal recibida por lo que a esta distancia no podremos transmitir a 10 Gbit/s. En definitiva la dispersión y la no linealidad de la fibra limitan la velocidad por canal de un sistema de larga distancia convencional a unos pocos Gbit/s. La solución para aumentar en un orden de magnitud esta tasa de bit está en la transmisión de solitones ópticos.

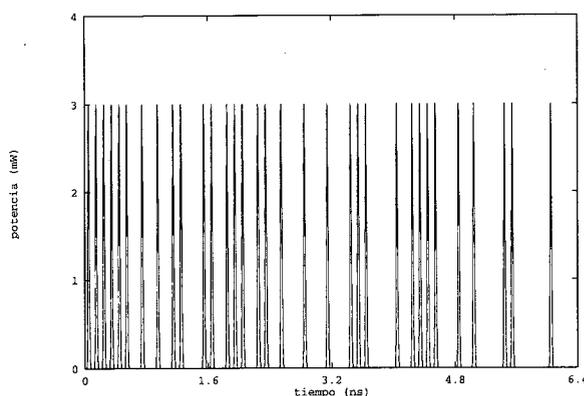


Figura 2: Tren de pulsos a la entrada de la fibra, 32 "0" y 32 "1". El valor de la potencia indicado solo corresponde a la simulación de la figura 4.

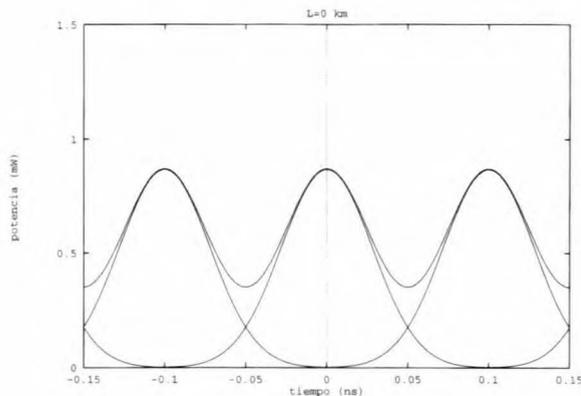


Figura 3: Diagrama de ojo del tren de pulsos de entrada. El ancho de banda eléctrico es 5 GHz.

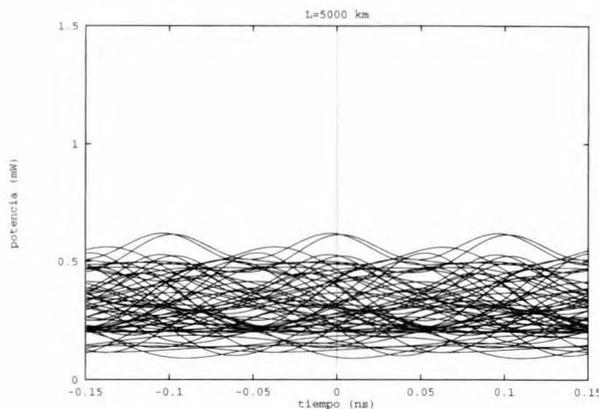


Figura 4: Diagrama de ojo a 5.000 km. La dispersión y la no linealidad han degradado la señal.

(depende del ancho T_0 y de la dispersión de la fibra). En una fibra sin pérdidas el solitón fundamental se propagaría indefinidamente en el régimen de dispersión anómala ($D > 0$) si escogemos T_0 y P_0 tales que $L_D = L_{NL}$, es decir si las magnitudes de los efectos dispersivo y no lineal son de la misma magnitud. Sin embargo, en una fibra real necesitamos amplificar el pulso periódicamente para restaurar su potencia. Para ello se utiliza el esquema del llamado solitón promedio. La idea consiste en dar al solitón una potencia mayor (en un factor que llamaremos $Q = G \ln G / (G - 1)$), de forma que en promedio, se comporte como un solitón fundamental en una fibra sin pérdidas [3]. La figura 5 representa la evolución del solitón promedio en una fibra con los mismos parámetros que los de la figura 2 pero $D = 0.4$ ps/km.nm, resultando $Q = 1.9$ y $L_{amp} = L_D / 8 = 31.5$ km. Vemos que de este modo podemos propagar a largas distancias solitones ópticos, superando las limitaciones que suponían la dispersión y la no linealidad en los sistemas convencionales.

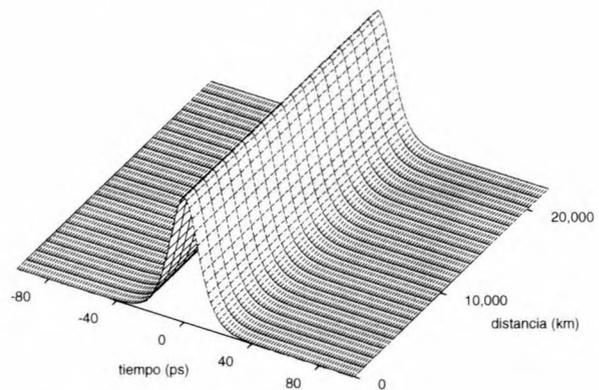


Figura 5: Propagación del solitón promedio.

SOLITONES EN FIBRA ÓPTICA

En términos generales la palabra solitón se refiere a un tipo particular de ondas que bajo ciertas condiciones se propagan en solitario y sin distorsión indefinidamente. Su existencia en la fibra óptica fue propuesta y demostrada numéricamente por Akira Hasegawa en 1973, aunque no fue hasta 1980 cuando se observaron los primeros solitones ópticos en fibra. Desde entonces se han propuesto múltiples aplicaciones para su uso en sistemas de comunicación y en dispositivos ópticos. Lo que les hace extraordinariamente aptos para las comunicaciones a larga distancia es que consiguen mantener su forma y su espectro a lo largo del enlace gracias al efecto combinado de la no linealidad y de la dispersión.

Los solitones más habituales son los que tienen un perfil en forma de secante hiperbólica: $u(t) = N \operatorname{sech}(t)$, donde N es el orden del solitón. Cuando $N = 1$, se le llama solitón fundamental y es el utilizado en sistemas de transmisión pues los demás no conservan el mismo perfil, aunque evolucionan de forma periódica a lo largo de la distancia (a este periodo se le llama periodo de solitón). Sus parámetros característicos son la potencia de pico P_0 , el ancho T_0 ($T_0 = T_{FWHM} / 1.763$) y el periodo de solitón z_0

EFEECTO GORDON-HAUS

Desgraciadamente, en los sistemas de transmisión de solitones, el ruido ASE, además de degradar la relación señal a ruido, da lugar al efecto Gordon-Haus que limita severamente el producto entre la tasa de bit y la distancia máxima de propagación [5]. Los EDFA's introducen ruido ASE en cada amplificación. Debido a la no linealidad, parte del ruido se incorpora al solitón: las variaciones de amplitud varían el ancho temporal del pulso, mientras que las variaciones de fase conducen a cambios aleatorios de la frecuencia de portadora, el llamado "Random Walk" frecuencial. Las fluctuaciones del ancho son suficientemente pequeñas para no afectar significativamente a la transmisión. Sin embargo los cambios en la frecuencia de portadora varían la velocidad de grupo a cada amplificación, con lo que el pulso llega al extremo de la fibra desplazado de forma aleatoria. El producto tasa de bit-distancia de transmisión, BL, queda entonces limitado por:

$$BL \leq 0.4945 \left(\frac{f^2 A_{ef} L_{amp} Q}{q_0 n_{sp} n_2 D h (G - 1)} \right)^{1/3} \quad (3)$$

donde hemos supuesto una ventana de detección igual a $2T_w = 2f/B$ (normalmente $f=1/3$), h es la constante de Planck, D es el parámetro de dispersión, A_{ef} es el área efectiva de la fibra y $2q_0$ es la separación entre solitones normalizada a T_0 ($B=1/2q_0T_0$). A partir de la ecuación (3) vemos que la distancia L disminuye con el cubo de la tasa de bit y con la potencia del solitón (P_0D/T_0), que se convierte en un parámetro de compromiso cuyo valor deberá ser grande para tener una buena relación señal a ruido pero pequeño para minimizar el efecto Gordon-Haus. A altas tasas de bit, la distancia máxima de transmisión queda por lo tanto limitada severamente. De hecho existe otra fuente de jitter debida a la interacción entre solitones vecinos, aunque el efecto Gordon-Haus prevalece como la principal limitación del producto BL.

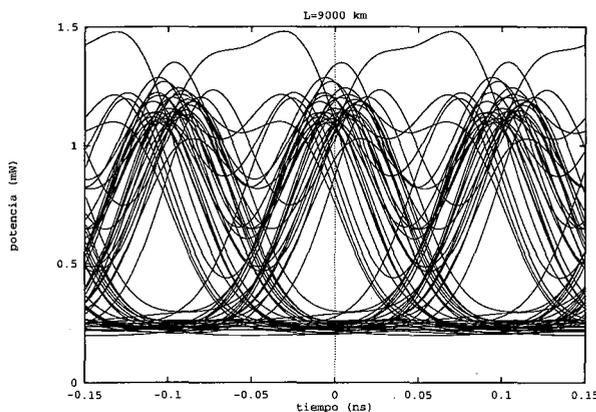


Figura 6: Diagrama de ojo del tren de pulsos recibido a 9.000 km en presencia del ruido de los amplificadores. El jitter observado es el efecto Gordon-Haus.

*En términos generales
la palabra solitón se
refiere a un tipo
particular de ondas que
bajo ciertas condiciones
se propagan en solitario
y sin distorsión
indefinidamente.*

Para comprobar el efecto Gordon-Haus hemos propagado el mismo tren de la figura 2 pero esta vez transmitimos solitones promedio. Los parámetros del sistema y de los pulsos son los mencionados anteriormente. Para simular el ruido basta con sumar a la señal en cada amplificación componentes espectrales complejas convenientemente normalizadas [4]. El factor de emisión

espontánea de los amplificadores es $n_{sp}=1.4$. En la figura 6 comprobamos cómo el diagrama de ojo se ha degradado a causa de la acumulación de ruido y al jitter temporal debido principalmente al efecto Gordon-Haus. La desviación típica del jitter resulta igual a 13,4 ps. En la figura 7 podemos observar cómo el efecto Gordon-Haus y también la interacción entre solitones (se producen dos colisiones) afectan negativamente a la propagación de los pulsos.

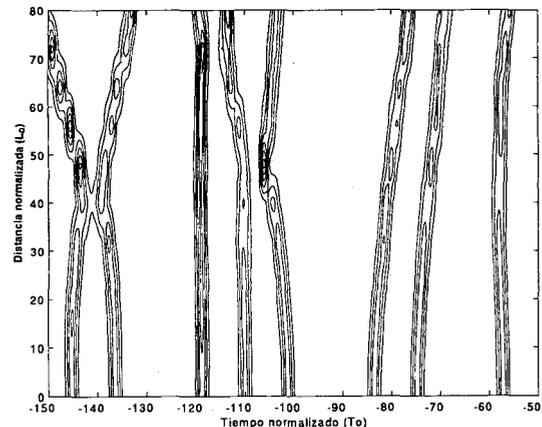


Figura 7: Evolución del contorno de campo correspondiente a la palabra 1101101101 ($L_D=252$ km, $T_0=11.3$ ps).

Para reducir este jitter deberemos actuar sobre la transmisión. Lo haremos colocando filtros ópticos después de cada amplificador [4,6]. Imaginemos que las fluctuaciones de ruido han desplazado el espectro del solitón de la frecuencia central del filtro. Según la figura 8, las frecuencias altas van a sufrir mayores pérdidas que las bajas. El resultado es que se produce un desplazamiento del espectro hacia la frecuencia central. De esta forma se crea una fuerza que atrae de nuevo al solitón, evitando así su desplazamiento en frecuencia. Entonces bastará añadir un exceso de ganancia δ (en campo y normalizado) a la ganancia del amplificador para restaurar la energía perdida en los lados del espectro por el efecto del filtrado, mientras que la acción de la no linealidad en el siguiente tramo de propagación se encargará de recuperar las características del solitón.

Los filtros ópticos más sencillos son los Fabry-Perot (FP). El ancho de banda del filtro B_w viene relacionado con el exceso de ganancia por:

$$B_w = \frac{1}{\pi T_0} \frac{1}{\sqrt{3} \frac{\delta L_{amp}}{L_D}} \quad (4)$$

En la figura 9 podemos observar la ostensible mejora del diagrama de ojo usando filtros de ancho de

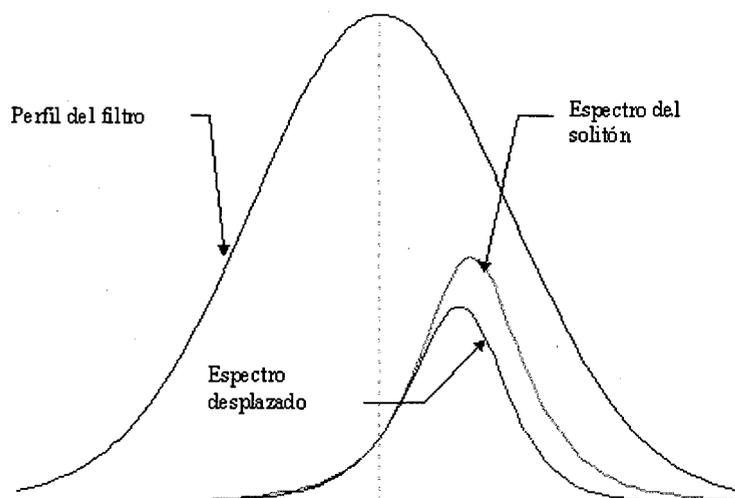


Figura 8: Si el solitón se desplaza en frecuencia, el filtro atenúa el espectro de forma desigual. Se produce un desplazamiento del espectro hacia la frecuencia central del filtro (las proporciones del gráfico han sido exageradas).

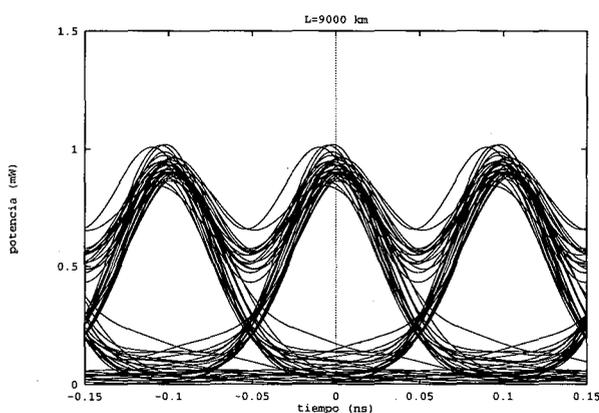


Figura 9: Diagrama de ojo a 9.000 km con filtros en línea Fabry-Perot con $BW=145$ GHz.

banda igual a 145 GHz ($\delta=0.05$); el jitter se ha reducido a 3.1 ps. Además el filtrado periódico consigue reducir el nivel de ruido acumulado.

Se ha conseguido eliminar la mayor parte del jitter de la figura 5.

En algunos casos necesitaremos transmitir a mayores distancias. Desafortunadamente el exceso de ganancia hará crecer la potencia de ruido en la banda de paso, que acabará por destruir el solitón [7]. Lo podemos ver en la figura 10, en la que el diagrama de ojo a 15000 km está completamente deteriorado, los solitones se han destruido. Si en vez de transmitir a una distancia mayor nos hubiera interesado reducir más el jitter habríamos utilizado filtros de ancho de banda menor, con una fuerza de atracción y también un exceso de ganancia mayor, por lo que el ruido se habría acumulado más rápidamente y la

inestabilidad habría aparecido antes. Una forma de evitar esta acumulación de ruido consiste en desplazar progresivamente la frecuencia central de los filtros de modo que el ruido superviviente del anterior filtrado se vea parcialmente eliminado por el siguiente, y así sucesivamente [8]. De esta forma el ruido es incapaz de seguir el desplazamiento de la banda de paso, mientras que el solitón es atraído permanentemente por los filtros.

Otra opción para evitar la inestabilidad de los FP consiste en utilizar filtros con un perfil que permita reducir el exceso de ganancia. Los candidatos más simples para ello son los filtros Butterworth [9], cuyo comportamiento en la banda de paso es maximalmente plano. De este modo reducimos el exceso de ganancia respecto del caso FP para una misma fuerza. Hemos sustituido los filtros FP anteriores por filtros Butterworth de orden 2 de misma fuerza, con un ancho de banda de 75 GHz y un exceso de ganancia $\delta=0.025$ (la mitad del filtro FP). La

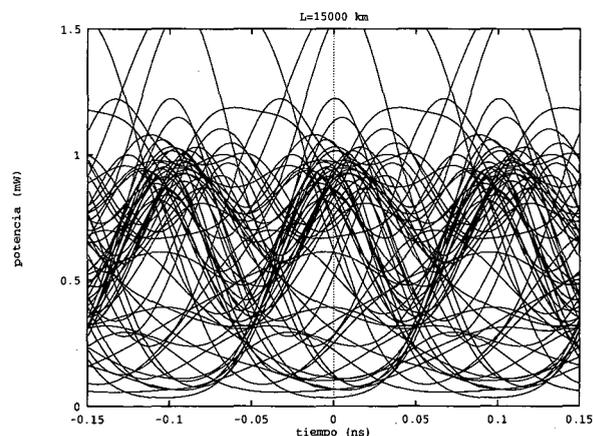


Figura 10: Diagrama de ojo a 15.000 km con filtros Fabry-Perot, $Bw=145$ GHz.

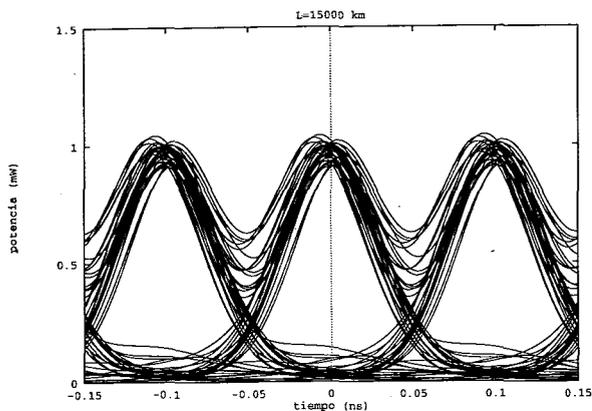


Figura 11: Diagrama de ojo a 15.000 km con filtros Butterworth de orden 2, $B_w=75$ GHz.

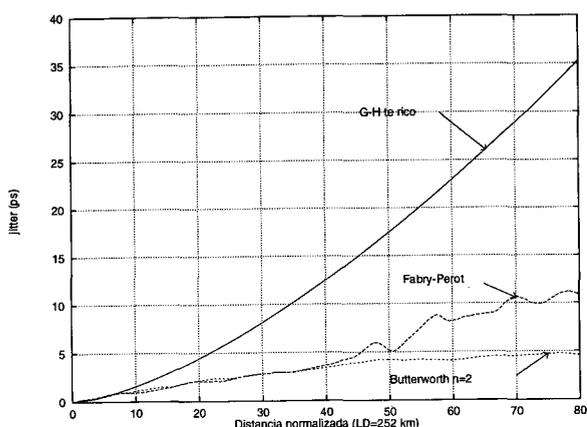


Figura 12: Evolución del jitter con filtros Fabry-Perot ($\delta=0.05$) y Butterworth de orden 2 de misma fuerza.

figura 11 muestra cómo la acción de los filtros Butterworth consigue controlar la transmisión a 15000 km. En la figura 12, comprobamos cómo para una misma fuerza dada, los filtros Butterworth reducen el jitter, permitiendo la transmisión de solitones al doble de la distancia conseguida por los Fabry-Perot y en la figura 13 cómo Gordon-Haus e interacción prácticamente han desaparecido gracias al efecto de los filtros Butterworth.

CONCLUSIÓN

Los futuros sistemas de comunicación de larga distancia por fibra óptica emplearán solitones ópticos para alcanzar tasas de varias decenas de Gbit/s gracias a la mutua cancelación de los efectos dispersivo y no lineal. Para ello se utilizará el esquema del solitón promedio. Sin embargo el efecto Gordon-Haus limita la capacidad que se puede conseguir con tales sistemas por lo que será necesario controlar la transmisión a fin de reducirlo. El filtrado es una buena solución para ello y además reduce la interacción entre solitones, pero establece unas distancias críticas a partir de las cuales la señal se desestabiliza. En este artículo hemos demostrado la efectividad de los

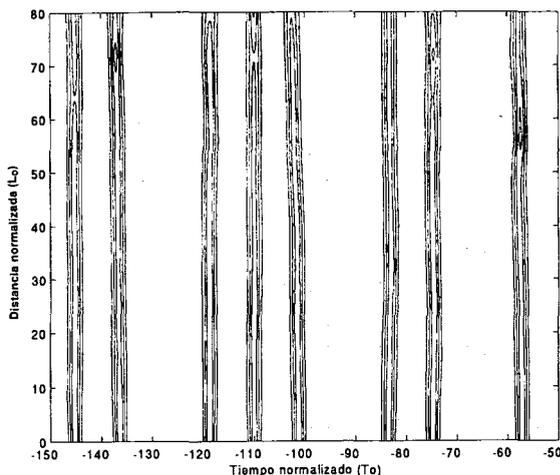


Figura 13: Evolución del contorno de campo correspondiente a la palabra 11011101101, con filtros Butterworth de orden 2.

filtros Butterworth para alejar esta distancia, y en definitiva mejorar la acción del filtrado.

REFERENCIAS

- [1] P. TRISCHITTA et al., "The TAT-12/13 Cable Network," *IEEE Comm. Magazine*, vol. 34, pp. 24-28, 1996.
- [2] W. C. MARRA, "Africa ONE: The Africa Optical Network," *IEEE Comm. Magazine*, vol. 34, pp. 50-57, 1996.
- [3] G. P. AGRAWAL, "Nonlinear fiber optics", 2nd ed., Academic Press, 1995
- [4] D. MARCUSE, "Simulations to demonstrate reduction of the Gordon-Haus effect," *Opt. Lett.*, vol 17, pp. 34-36, 1992.
- [5] J.P. GORDON, H. A. HAUS, "Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission," *Opt. Lett.*, vol. 11, pp. 665-667, 1986.
- [6] H. KUBOTA, M. NAKAZAWA, "Soliton Transmission Control in Time and Frequency Domains," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, pp. 2189-2197, 1993.
- [7] M. MATSUMOTO, A. HASEGAWA, "Numerical study of the reduction of instability in bandwidth-limited amplified soliton transmission," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 897-899, 1993.
- [8] L. F. MOLLENAUER, J. P. GORDON, S. G. EVANGELIDES, "The sliding-frequency guiding filters: an improved form of soliton jitter control," *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 1575-1577, 1992.
- [9] A. MECOZZI, "Soliton transmission control by Butterworth filters," *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 1859-1861, 1995.