

# Sistemas ópticos de transmisión

Josep Maria Fàbrega

PID\_00175711



# Índice

<b>1. Repaso y descripción de dispositivos.....</b>	<b>5</b>
1.1. Láseres .....	5
1.2. Moduladores .....	7
1.2.1. Modulador de fase .....	7
1.2.2. Modulador Mach-Zehnder .....	9
1.2.3. Modulador IQ .....	11
1.3. Filtros ópticos .....	13
1.3.1. <i>Étalon</i> .....	13
1.3.2. Modelo genérico .....	15
1.4. Fotodetectores .....	15
1.4.1. PIN .....	16
1.4.2. APD .....	16
1.5. Amplificadores ópticos .....	18
1.5.1. Amplificadores ópticos semiconductores .....	18
1.5.2. Amplificadores de fibra dopada con erbio .....	19
1.5.3. Raman .....	25
1.6. Componentes eléctricos .....	28
1.6.1. Amplificadores eléctricos .....	28
1.6.2. Filtros eléctricos .....	29
1.7. Híbridos ópticos .....	30
1.8. Divisores de polarización .....	31
<b>2. Modulación de intensidad y detección directa.....</b>	<b>32</b>
2.1. Sistema ideal .....	33
2.2. Esquemas de modulación y recepción .....	35
2.2.1. Modulación externa: modulador Mach-Zehnder .....	35
2.2.2. Recepción: APD .....	36
2.3. Penalizaciones y otros ruidos .....	39
2.3.1. Relación de extinción .....	39
2.3.2. Ruido de intensidad .....	41
2.3.3. Ruido de amplificación óptica .....	43
<b>3. Sistemas coherentes.....</b>	<b>49</b>
3.1. Sistema ideal .....	50
3.1.1. Sistemas heterodinos .....	51
3.1.2. Sistemas homodinos .....	56
3.1.3. Diversidad de fase .....	57
3.2. Esquemas de modulación y recepción .....	60
3.2.1. Transmisión de un sistema QPSK multiplexado en polarización .....	60
3.2.2. Recepción de un sistema QPSK multiplexado en polarización con diversidad de fase y polarización .....	61

3.3. Penalizaciones y otros ruidos .....	64
3.3.1. Ruido de fase .....	65
3.3.2. Ruido de amplificación óptica .....	66
<b>4. Anexo. Breve introducción a la caracterización de la polarización de la luz.....</b>	<b>71</b>
4.1. Parámetros de Stokes y esfera de Poincaré .....	72
4.2. Vectores y matrices de Jones .....	73
<b>Bibliografía.....</b>	<b>75</b>

## 1. Repaso y descripción de dispositivos

En este apartado, introduciremos los dispositivos y subsistemas más básicos a la hora de diseñar e implementar sistemas ópticos de transmisión. Cubriremos toda la cadena básica de transmisión, desde el transmisor hasta el receptor. De este modo, veremos láseres (como fuentes de luz), moduladores ópticos, filtros ópticos, fotodetectores, amplificadores ópticos, filtros y amplificadores eléctricos y, para acabar, componentes pasivos que se usan en la construcción de determinados tipos de receptores.

En algunos casos, como pueden ser los láseres y fotodetectores, dado que se han tratado en profundidad en otro curso, no entraremos a detallar su funcionamiento interno, sino que nos centraremos en describir solo lo indispensable para la comprensión de lo que se explicará en el resto del módulo.

### 1.1. Láseres

Los láseres semiconductores constituyen la fuente de luz más común para la implementación de sistemas ópticos de comunicaciones, por toda una serie de ventajas. Entre estas, podemos destacar su tamaño compacto, la alta eficiencia, el hecho de que cubren el margen de longitud de onda adecuado, la alta potencia de emisión y que sea posible modularlos a velocidades relativamente altas.

Además, constituyen una fuente de luz de alta pureza porque la emisión de fotones se lleva a cabo por un proceso de emisión estimulada, lo que hace que los fotones emitidos sean iguales en prácticamente todas sus características (energía, frecuencia, dirección de propagación, etc.).

A pesar de todo lo que se ha expuesto, nos fijaremos en dos de las contrapartidas que pueden tener los láseres y que afectan a los sistemas ópticos de transmisión. Estas son el ruido de fase y el ruido de intensidad relativa (RIN). A continuación, veremos cómo se comportan y se caracterizan.

#### 1) Ruido de fase

Aunque los láseres posean una gran pureza espectral, desde el punto de vista práctico siempre tendrán un cierto ancho en frecuencia. Este ancho se debe al ruido frecuencial del láser, que hace que no oscile siempre a la misma frecuencia exacta. Por lo tanto, la fase del láser también tiene un comportamiento ruidoso, que es lo que se conoce como ruido de fase.

#### Nota

RIN, del inglés *relative intensity noise*.

Teóricamente, el ruido en frecuencia se modela como un proceso blanco gaussiano de media nula y varianza  $2\pi\Delta f$ , donde  $\Delta f$  es el ancho de línea del dispositivo en cuestión. Así pues, el ruido de fase de un láser se modela por lo que se conoce como proceso de Wiener, y su expresión matemática es la siguiente.

$$\phi_N(t) = \int_0^t \varphi_N(\tau) d\tau \quad (1)$$

De este modo, la varianza de la fase es de  $2\pi\Delta f t$ . Mientras la media continúa siendo nula, su varianza aumenta con el tiempo.

Se puede demostrar que la densidad espectral de potencia de un oscilador perturbado únicamente por ruido de fase corresponde a una curva lorentziana:

$$S(f) = \frac{P_s}{\pi\Delta f} \frac{1}{1 + \left(\frac{2(f-f_0)}{\Delta f}\right)^2} \approx \frac{P_s\Delta f}{2\pi(f-f_0)^2} \quad (2)$$

Observad que cuando  $f = f_0 \pm \Delta f/2$ ,  $S(\Delta f) \approx P_s/2$ . De este modo, se suele decir que  $\Delta f$  es el FWHM del láser o su ancho de línea.

Gráficamente, la densidad espectral de potencia de un láser (normalizada a 0 dB) tiene una forma como la que se presenta en la figura 1. Así pues, cuanto más ancho de línea, más relajada es esta curva.

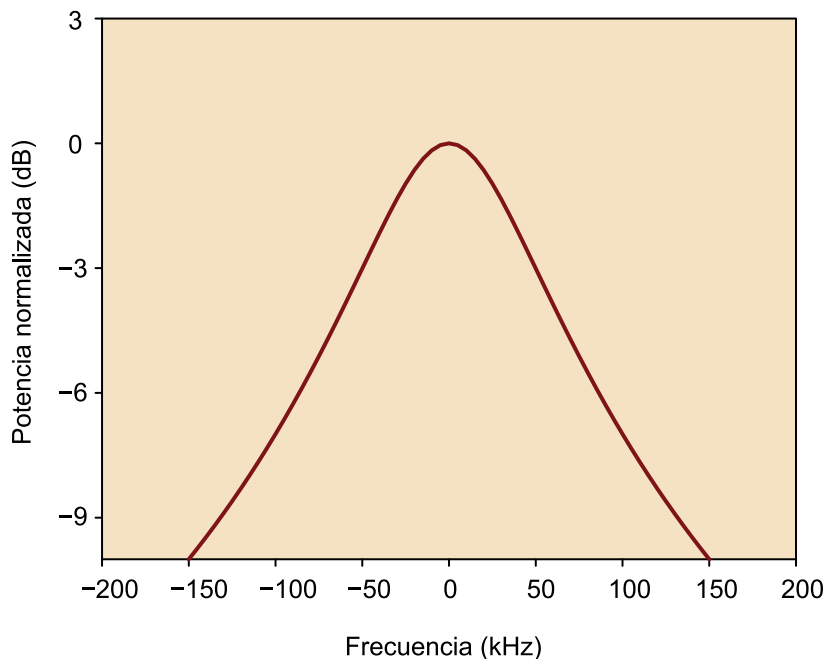


Figura 1. Densidad espectral de potencia normalizada de un láser genérico con ancho espectral de 100 kHz

Notad que para un láser, que suele tener una frecuencia nominal en torno a los 200 THz (cuando emite a 1.550 nm), un ancho de línea de 100 kHz indica que tiene una estabilidad muy grande, de unas 500 partes por billón. A pesar de

#### Lectura de la fórmula (1)

$\varphi_N(t)$ : proceso gaussiano de media nula y varianza.  
 $2\pi\Delta f$  y  $\phi_N(t)$ : ruido de fase en radianes.

#### Lectura de la fórmula (2)

$P_s$ : potencia del láser.  
 $f_0$ : frecuencia central del láser.  
 $\Delta f$ : ancho de línea del láser.

#### Nota

*FWHM*, del inglés *full width half maximum*.

esto, especialmente en recepción coherente, suele ser un ruido no negligible, sobre todo porque de manera frecuencial tiene forma lorentziana y se acaba combinando con los datos recibidos.

El ruido de fase de los láseres está relacionado de manera intrínseca con su estructura. Por ejemplo, los láseres de cavidad externa acostumbran a tener un ancho de línea que ronda los 100 kHz, mientras que los láseres DBR pueden llegar a las decenas de MHz, pasando por los láseres DFB, que pueden presentar valores en torno a 1 MHz.

## 2) Ruido de intensidad relativa

El ruido de intensidad puede ser generado por la emisión espontánea de fotones o por la recombinación de pares electrón-agujero. Esto hace que se produzcan fluctuaciones aleatorias en la amplitud del campo a la salida del láser. Estas fluctuaciones se traducen en una cierta relación señal-ruido a la salida del láser y no dependen de la potencia del láser.

Para caracterizar el ruido de intensidad relativa, hay que recurrir a la descripción del funcionamiento del láser por sus ecuaciones de ritmo y añadirle a cada una de las mismas un cierto término de ruido. Si las resolvemos, se obtiene la expresión frecuencial de este ruido<sup>1</sup>.

El ruido de intensidad típicamente tiene un pico en la frecuencia de oscilación del láser y después cae hasta que converge a un cierto nivel del ruido.

## 1.2. Moduladores

Un punto importante, muchas veces olvidado, son los moduladores ópticos. Estos dispositivos sirven como transductores de señal eléctrica a óptica. Se basan en una serie de principios diferentes para obtener la modulación deseada. De este modo, algunos modulan la fase de la señal óptica mientras que otros actúan sobre la potencia de la misma. Tanto la velocidad de modulación como las características de las señales a la salida del transmisor dependen de las propiedades de la tecnología y los materiales empleados en los moduladores. A continuación, repasaremos los tipos más habituales.

### 1.2.1. Modulador de fase

Un modulador de fase se puede fabricar como un dispositivo integrado excavando una guía de ondas óptica en un sustrato electroóptico, mayoritariamente LiNbO<sub>3</sub>, tal y como se puede ver en la figura 2. Debido a los efectos de Pockels y Kerr, el índice de refracción del material y, por lo tanto, el índice de refracción  $n$  de la guía se pueden cambiar aplicando un voltaje externo mediante un electrodo. De este modo, el campo de la portadora óptica que entra en el dispositivo se puede modular en fase.

#### Referencia bibliográfica

Para más información sobre estos tipos de láseres, podéis ver la referencia siguiente:

G. P. Agrawal (2002). *Fibre-Optic Communication Systems*. J. Wiley.

#### Nota

DFB y DBR se refieren a dos tipos de láser con características de complejidad y sintonización completamente distintas. DBR es la abreviatura del inglés *distributed bragg reflector*, mientras que DFB se corresponde con la forma inglesa *distributed feedback*.

<sup>(1)</sup>No citaremos aquí la expresión frecuencial, pero se puede encontrar también en la referencia anterior.

#### Referencia bibliográfica

B. E. A. Saleh; M. C. Teich (1991). *Fundamentals of Photonics*. John Wiley and Sons.

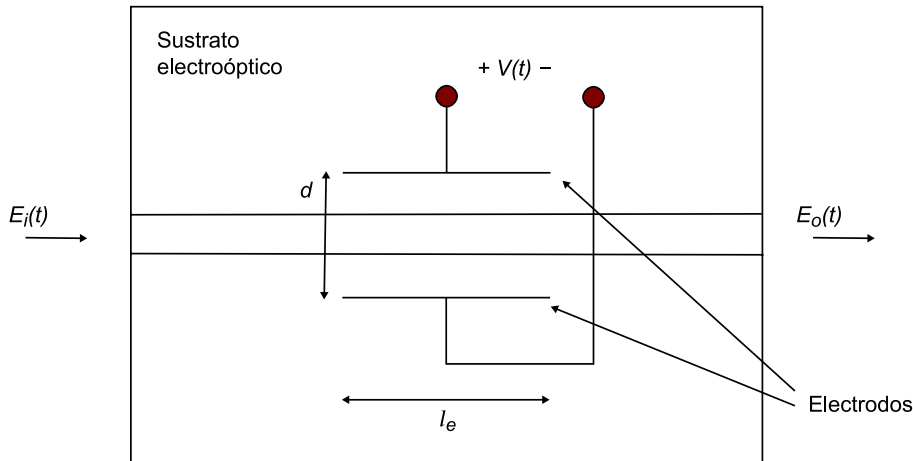


Figura 2. Esquema genérico de un modulador de fase

Si solo consideramos el efecto Pockels, el cambio en el índice de refracción se puede considerar lineal en el voltaje eléctrico externo ( $V(t)$ ).

$$\phi_{PM}(t) = \phi_0 + \pi \frac{V(t)}{V_\pi} \quad (3)$$

$$V_\pi = \frac{d}{l_e} \frac{\lambda}{rn^3} \quad (4)$$

#### Lectura de la fórmula (3)

$\phi_0$ : cambio de fase constante inherente al modulador.  
 $V_\pi$ : voltaje necesario para obtener un cambio de fase de  $\pi$ .

#### Lectura de la fórmula (4)

$d$ : distancia entre electrodos.

$l_e$ : longitud de interacción (en este caso, se corresponde con la longitud de los electrodos).

$\lambda$ : longitud de onda.

$n$ : índice de refracción.

$r$ : coeficiente Pockels del material.

Por lo tanto, si consideramos que una portadora óptica  $E_i(t)$  entra en el modulador y negligimos  $\phi_0$ , el campo a la salida se puede expresar como:

$$E_o(t) = E_i(t) \exp(j\phi_{PM}(t)) = E_i(t) \exp(j\pi \frac{V(t)}{V_\pi}) \quad (5)$$

Los moduladores de fase se suelen encontrar en implementaciones basadas en niobato de litio ( $\text{LiNbO}_3$ ) y arseniuro de galio (GaAs). Los valores típicos de  $V_\pi$  suelen rondar entre los 3 V y 6 V.

#### Enlace recomendado

A modo de ejemplo, en los enlaces siguientes podéis encontrar las especificaciones de moduladores comerciales basados en niobato de litio.

Eospace: [http://eospace.com/phase\\_modulator.htm](http://eospace.com/phase_modulator.htm)

Photline: <http://www.photline.com/product/view/49/>



### 1.2.2. Modulador Mach-Zehnder

A partir del principio de interferometría, mediante un simple proceso de modulación de fase se puede generar una modulación de intensidad cuando se usa una estructura interferométrica como la que se muestra en la figura 3. Esta estructura se denomina interferómetro de Mach-Zehnder.

El caso de la figura 3 es el que se denomina modulador Mach-Zehnder de doble entrada eléctrica. Para este caso concreto, los moduladores de fase de cada rama se pueden controlar de manera independiente, a diferencia de los moduladores Mach-Zehnder de entrada única.

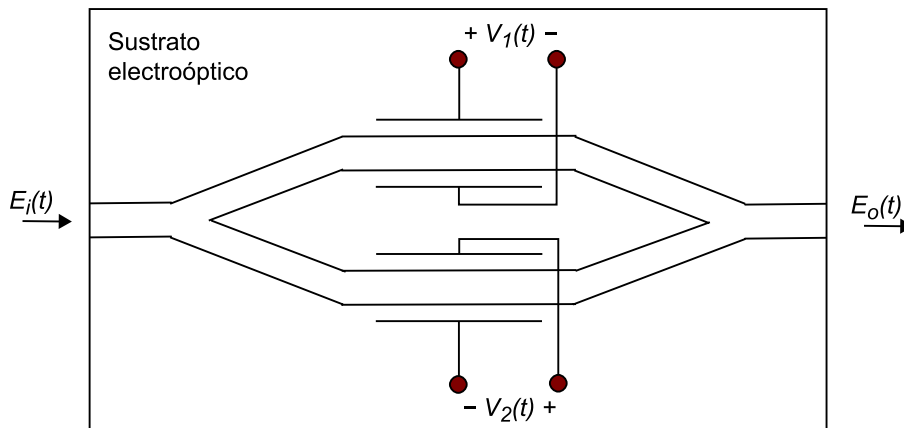


Figura 3. Esquema genérico de un modulador Mach-Zehnder

De este modo, el haz de luz de entrada se divide en dos caminos, y en cada uno de estos hay un modulador de fase. Esto permite que haya una diferencia de fases controlada entre los dos caminos. Posteriormente, las dos señales se recombinan. Dependiendo del cambio de fase relativo, las interferencias varían y pasan de constructivas a destructivas y viceversa. Si no tenemos en cuenta las pérdidas de inserción, la función de transferencia de un Mach-Zehnder se puede expresar de la manera siguiente.

$$\frac{E_o(t)}{E_i(t)} = \frac{1}{2}(e^{j\phi_1(t)} + e^{j\phi_2(t)}) \quad (6)$$

Los cambios de fase de cada rama se pueden expresar como:

$$\phi_1(t) = \pi \frac{V_1(t)}{V_{\pi 1}} \quad (7)$$

$$\phi_2(t) = \pi \frac{V_2(t)}{V_{\pi 2}} \quad (8)$$

#### Nota

La versatilidad del interferómetro de Mach-Zehnder ha permitido que sea empleado en un amplio espectro de aplicaciones, desde investigación en temas de mecánica cuántica hasta óptica y telecomunicaciones.

#### Nota

El esquema de doble entrada eléctrica en inglés se conoce como *dual-drive*.

Si los cambios de fase son los mismos en las dos ramas ( $\phi(t) = \phi_1(t) = \phi_2(t)$ ), se dice que el modulador está operando en modo *push-push*; por ejemplo, cuando  $V_1(t) = V_2(t)$  y  $V_{\pi 1} = V_{\pi 2}$ . Por lo tanto, en este modo se tendrá una modulación pura de fase, de manera similar al modulador de fase.

Por el contrario, si el cambio de fase de una rama es negativo respecto de la otra, diremos que el modulador está operando en modo *push-pull*. Un ejemplo sería cuando  $\phi_1(t) = -\phi_2(t) = \phi(t)$  y  $V_1(t) = -V_2(t) = V(t)/2$ . Así pues, se puede obtener una modulación de intensidad, de manera que:

$$\frac{E_o(t)}{E_i(t)} = \frac{1}{2}(e^{j\phi(t)} + e^{-j\phi(t)}) \quad (9)$$

$$= \cos\phi(t) \quad (10)$$

$$= \cos\left(\frac{\pi}{V_\pi} \frac{V(t)}{2}\right) \quad (11)$$

Y la función de transferencia en intensidad se puede expresar como:

$$\frac{|E_o(t)|^2}{|E_i(t)|^2} = \cos^2\left(\frac{\pi}{V_\pi} \frac{V(t)}{2}\right) \quad (12)$$

$$= \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{\pi}{V_\pi} \frac{V(t)}{2}\right) \quad (13)$$

Las funciones de transferencia en intensidad y de amplitud de un modulador Mach-Zehnder en *push-pull* se pueden ver en la figura 4.

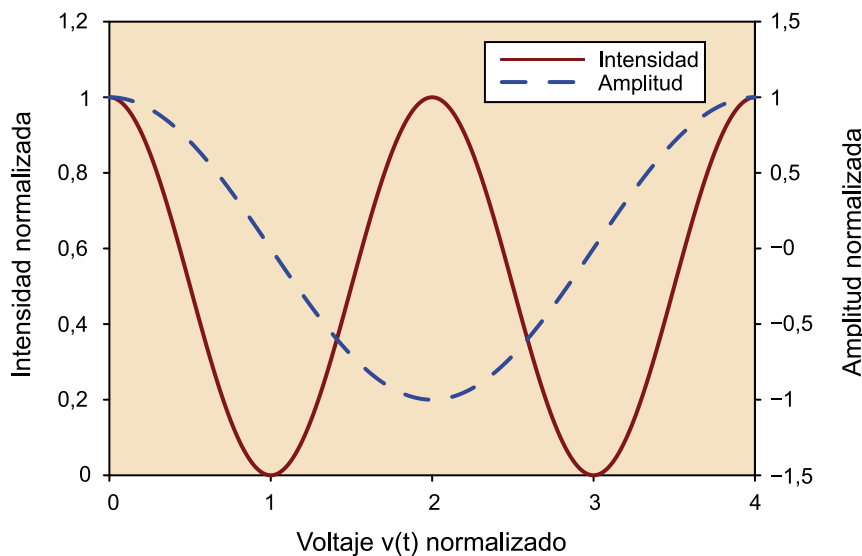


Figura 4. Función de transferencia de un modulador Mach-Zehnder típico en función del voltaje de entrada normalizado a  $V_\pi$ .

Por conveniencia, podemos expresar  $V(t) = V_m(t) + V_b$ , donde  $V_m(t)$  es la tensión que varía en el tiempo y lleva a cabo la modulación, mientras que  $V_b$  es una tensión constante que fija el punto de trabajo. De este modo, si  $V_b$  se fija en lo que se denomina punto de cuadratura  $V_b = V_\pi/2$  y la máxima excursión de  $V_m(t)$  es de  $V_\pi$ , obtendremos una modulación de intensidad. Por otro lado, si  $V_b$  se fija en un mínimo  $V_b = V_\pi$  y la excursión de  $V_m(t)$  es de  $2V_\pi$ , estaremos modulando la amplitud de la señal de salida y obtendremos una modulación con cambios de fase de 0 a  $\pi$ .

Los moduladores Mach-Zehnder, al igual que los moduladores de fase, se suelen encontrar en implementaciones basadas en niobato de litio ( $\text{LiNbO}_3$ ) y arseniuro de galio (GaAs). Los valores típicos de  $V_\pi$  también suelen rondar entre los 3 V y 6 V.

### Enlace recomendado

A modo de ejemplo, en los enlaces siguientes podéis encontrar las especificaciones de moduladores comerciales basados en niobato de litio y arseniuro de galio.

Eospace: [http://eospace.com/40g\\_modulator.htm](http://eospace.com/40g_modulator.htm)

Photline: <http://www.photline.com/product/view/33/>

U2T: [http://www.u2t.com/products/modulators/item/mzmo2120?category\\_id=5](http://www.u2t.com/products/modulators/item/mzmo2120?category_id=5)

### 1.2.3. Modulador IQ

Otro tipo de modulador fundamental es el que se denomina Mach-Zehnder anidado o modulador IQ. Este se suele encontrar en una configuración de dos ramas. Una rama contiene un modulador de fase y un modulador Mach-Zehnder, mientras que la otra rama solo contiene un modulador Mach-Zehnder.

Como se puede ver en la figura 5, la luz entrante se divide en las dos ramas, la de fase (I) y la de cuadratura (Q). En cada camino, el modulador Mach-Zehnder correspondiente opera en modo *push-pull* y, por lo tanto, lleva a cabo una modulación en amplitud o intensidad tal y como se ha descrito anteriormente. El modulador de fase presente en una de las ramas sirve para imponer un desfase relativo entre ramas, normalmente de  $\pi/2$ . De este modo, se puede conseguir cualquier modulación compleja en el plano IQ después de recombinar la luz de las dos ramas a la salida del modulador.

#### Nota

El término Mach-Zehnder anidado se conoce en inglés como *nested Mach-Zehnder*.

#### Nota

Los componentes de fase y cuadratura se conocen como I y Q, derivados de los términos ingleses *in-phase* y *quadrature*.

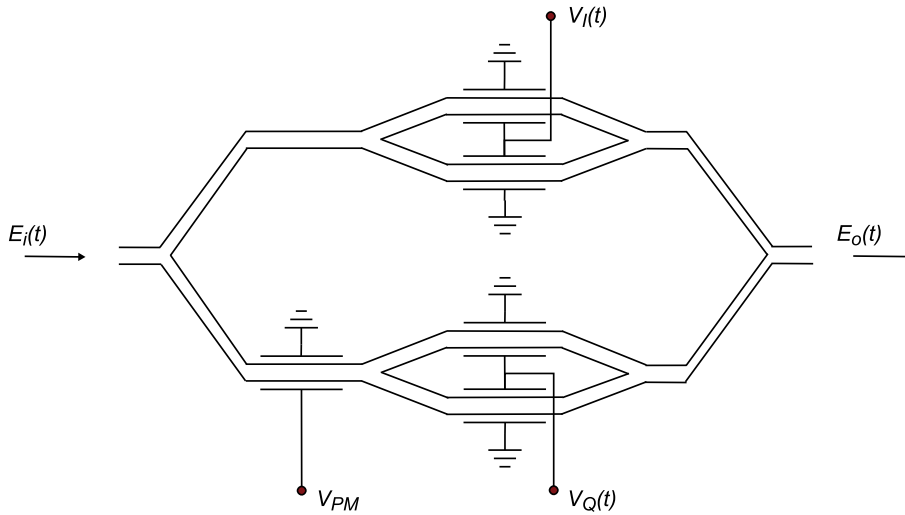


Figura 5. Esquema de un modulador IQ

Formalmente, en el modulador IQ de la figura 5 los cambios de fase de los moduladores Mach-Zehnder se pueden escribir de la manera siguiente.

$$\phi_I(t) = \frac{\pi}{V_\pi} \frac{V_I(t)}{2} \quad (14)$$

$$\phi_Q(t) = \frac{\pi}{V_\pi} \frac{V_Q(t)}{2} \quad (15)$$

Por lo tanto, si negligimos cualquier tipo de pérdida de inserción y fijamos la tensión del modulador de fase a  $v_{PM} = -V_\pi/2$ , la función de transferencia del modulador IQ se puede expresar como:

$$\frac{E_o(t)}{E_i(t)} = \frac{1}{2} \cos\phi_I(t) + j\frac{1}{2} \cos\phi_Q(t) \quad (16)$$

De este modo, este tipo de moduladores permite hacer una modulación controlada del espacio IQ, con módulo y fase:

$$\left| \frac{E_o(t)}{E_i(t)} \right| = \frac{1}{2} \sqrt{\cos^2\phi_I(t) + \cos^2\phi_Q(t)} \quad (17)$$

$$\arg\left(\frac{E_o(t)}{E_i(t)}\right) = \arctan2(\cos\phi_Q(t), \cos\phi_I(t)) \quad (18)$$

Donde la función  $\arctan2$  es la función que típicamente se utiliza para extraer el ángulo (limitado de  $-\pi$  a  $\pi$ ) de dos componentes cartesianos, y se puede definir como una forma de arcotangente que permite recuperar argumentos entre  $-\pi$  y  $\pi$ :

$$\arctan 2(y, x) = \begin{cases} \arctan\left(\frac{y}{x}\right) & x > 0 \\ \arctan\left(\frac{y}{x}\right) + \pi & y \geq 0, x < 0 \\ \arctan\left(\frac{y}{x}\right) - \pi & y < 0, x < 0 \\ +\frac{\pi}{2} & y > 0, x = 0 \\ -\frac{\pi}{2} & y < 0, x = 0 \\ \text{no definida} & y = 0, x = 0 \end{cases} \quad (19)$$

Dicho esto, dado que los principios de funcionamiento del modulador IQ son muy similares a los moduladores de fase y Mach-Zehnder, la tecnología de materiales para llevarlos a cabo es la misma (básicamente LiNbO<sub>3</sub> y GaAs), con unas prestaciones parecidas.

### 1.3. Filtros ópticos

En general, los filtros ópticos sirven como componentes clave y de múltiples propósitos para los receptores ópticos. Por ejemplo, en receptores de detección directa con preamplificación óptica, hay que poner un filtro óptico de paso de banda justo después del preamplificador óptico para limitar el ancho de banda de ruido y, de este modo, reducir los componentes de ruido que caen y se mezclan dentro del ancho de banda de detección, lo que permite una mejor sensibilidad.

Además, los filtros ópticos de paso de banda se utilizan para la separación de canales WDM.

Hay muchos tipos de filtros ópticos, dependiendo de lo que se quiera obtener. El tipo más básico, que trataremos aquí, es el *étalon*, también conocido como filtro o interferómetro de Fabry-Pérot. Otros tipos incluyen los basados en interferometría más avanzada, o bien los basados en tecnologías mucho más específicas. Para estos últimos, daremos una idea de cómo se modelan, sin entrar en sus principios de funcionamiento.

#### 1.3.1. *Étalon*

Un interferómetro Fabry-Pérot o *étalon* está hecho típicamente de una cavidad con dos superficies reflectantes o dos espejos paralelos de alta reflectividad. Su espectro de transmisión en función de la longitud de onda tiene grandes picos de transmisión que corresponden a las resonancias del *étalon*. Los *étalons* se usan en telecomunicaciones, dado que son una tecnología simple para implementar filtros estrechos (en relación con las frecuencias y longitudes de onda ópticas).

La respuesta espectral de un *étalon* está causada por la interferencia entre múltiples reflexiones de la luz entre las dos superficies reflectantes. Tendremos interferencia constructiva si los haces transmitidos están en fase, lo que corres-

#### Enlace recomendado

En los enlaces siguientes, encontraréis especificaciones técnicas de moduladores IQ basados en estas tecnologías.

Phonline: <http://www.phonline.com/product/view/41/>.

U2T: [http://www.u2t.com/products/modulators/item/sco1120?category\\_id=5](http://www.u2t.com/products/modulators/item/sco1120?category_id=5).

#### Nota

El interferómetro Fabry-Pérot se denomina así en honor a sus inventores, los físicos franceses Charles Fabry y Alfred Perot. Por otro lado, *étalon* en francés significa 'galga de medida' o 'estándar'. Técnicamente, el interferómetro tiene dos superficies reflectantes y el *étalon*, dos espejos de alta reflectividad. Sin embargo, en la bibliografía sobre el tema se usan de manera indistinta los dos términos para denominar las dos cosas.

ponde a un pico de máxima transmisión del *étalon*. Si los haces de luz transmitidos no están en fase, tendremos interferencia destructiva, lo que corresponde a un mínimo de transmisión.

De este modo, el hecho de que los dos haces de luz se encuentren o no en fase está condicionado por la longitud de onda de la luz  $\lambda$  (en el vacío), el ángulo a través del cual la luz incide/viaja por el *étalon*, el grueso/longitud de la cavidad ( $l$ ) y el índice de refracción del material de la cavidad ( $n$ ).

La diferencia de fase entre cada reflexión sucesiva viene dada por  $\delta$ :

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2nl\cos\theta \quad (20)$$

Si las dos superficies tienen una reflectancia  $R$ , la transmitancia del *étalon* viene dada por:

$$T_e = \frac{1}{1 + F\sin^2(\delta/2)} \quad (21)$$

Tendremos máxima transmisión cuando  $T_e = 1$ , es decir, cuando la diferencia de caminos  $2nl\cos\theta$  entre cada haz de luz transmitido es un múltiplo entero de la longitud de onda. En caso de ausencia de absorción, la reflectancia del *étalon*  $R_e$  es complementaria a la transmitancia ( $T_e + R_e = 1$ ). La máxima reflectividad viene dada por:

$$R_{m\acute{a}x} = 1 - \frac{1}{1 + F} = \frac{4R}{(1 + R)^2} \quad (22)$$

Y se produce cada vez que la diferencia de caminos es la mitad de un múltiplo impar de la longitud de onda.

La separación entre longitudes de onda de picos de transmisión adyacentes ( $\Delta\lambda$ ) se denomina *free spectral range (FSR)*, y viene dada por:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2nl\cos\theta + \lambda_0} \simeq \frac{\lambda_0}{2nl\cos\theta} \quad (23)$$

El FSR está relacionado con el ancho de banda del *étalon* ( $\delta\lambda$ ) de cualquier banda de transmisión por una cantidad denominada *fineness* (diferente del coeficiente de fineza)

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\pi}{2\arcsin(1/\sqrt{F})} \quad (24)$$

De manera general, se puede aproximar por:

#### Lectura de la fórmula (21)

$F$ : coeficiente de fineza cuyo valor es el siguiente.

$$F = \frac{4R}{(1 - R)^2}$$

#### Nota

El coeficiente de fineza se denomina en inglés *fineness coefficient*.

#### Lectura de la fórmula (23)

$\lambda_0$ : longitud de onda central del pico de transmisión más cercano.

$$\mathcal{F} \simeq \frac{\pi\sqrt{F}}{2} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (25)$$

Los *étalons* con fineza grande tienen picos de transmisión con coeficientes de transmisión más bajos. En el caso de incidencia oblicua, la fineza dependerá del estado de polarización del rayo incidente, dado que el valor de  $R$  generalmente es distinto para diferentes estados de polarización.

A diferencia de un *étalon*, en un interferómetro Fabry-Pérot la longitud de la cavidad  $l$  se puede cambiar para hacer lo mismo con las longitudes de onda en las que se tienen los picos de transmisión. Debido a la dependencia del ángulo incidente en cuanto a la transmisión, los picos se pueden desplazar rotando el *étalon* respecto al rayo incidente.

### 1.3.2. Modelo genérico

Para simulaciones, los filtros ópticos de paso de banda se suelen modelar como filtros gaussianos no causales, con amplitud gaussiana y función de transferencia real. Esto nos da una idea de la función de transferencia de un filtro más fiel a la realidad. La función de transferencia de este tipo de filtros se puede expresar de la manera siguiente.

$$H(\omega) = \exp\left(-\frac{\ln(2)2^{2\nu}}{2\omega_c^{2\nu}}(\omega - \omega_0)^{2\nu}\right) \quad (26)$$

### 1.4. Fotodetectores

Los fotodetectores constituyen uno de los elementos más importantes para un sistema de comunicaciones ópticas porque, entre otras razones, nos ayudan a la conversión de señales ópticas en eléctricas, y así permiten procesar de manera eléctrica la señal y la información transmitidas.

Hay muchos tipos de fotodetectores, aunque los más populares en telecomunicaciones son el PIN y el APD. A continuación, repasaremos brevemente el comportamiento de estos y describiremos cómo son los procesos de ruido asociados a cada uno de los mismos.

#### Nota

En lo que respecta a los fotodiodos PIN, el nombre hace referencia a su composición de material dopante, porque se hacen a partir de una unión positiva-negativa (PN) en la que se introduce en medio una capa de material intrínseco (I), lo que da como resultado una unión positiva-intrínseca-negativa (PIN).

Respecto a los APD, el nombre viene del efecto avalancha. Se trata de un efecto cuya principal característica, sin entrar en detalles, es que confiere al fotodiodo una cierta ganancia. APD es la abreviatura de la forma inglesa *avalanche photo-diode*.

#### Enlace recomendado

Como ejemplo, os dejamos un enlace web a filtros Fabry-Pérot sintonizables comerciales, donde podréis ver las especificaciones técnicas más típicas de este tipo de filtros.

Micronoptics: [http://www.micronoptics.com/tunable\\_filters.php](http://www.micronoptics.com/tunable_filters.php).

#### Nota

Normalmente, un filtro óptico del *grid* de 50 GHz se suele modelar como un filtro gaussiano de orden 3 y ancho de banda de 43 GHz.

#### Lectura de la fórmula (26)

$\omega_0$ : frecuencia central.  
 $\omega_c$ : ancho de banda de 3 dB.  
 $\nu$ : orden del filtro.

### 1.4.1. PIN

Los diodos PIN son los detectores de luz más populares. Simplemente, convierten la potencia de la luz en corriente eléctrica, con una cierta eficiencia de conversión. Es decir, la corriente a la salida de un detector PIN se puede expresar de la manera siguiente.

$$I_r = R \cdot P \quad (27)$$

Los dos procesos de ruido más importantes en un diodo PIN son el ruido impulsivo y el ruido térmico. El primero se debe al mecanismo de fotodetección y el segundo, al hecho de tener una interfaz eléctrica a una cierta temperatura.

El ruido impulsivo se modela como un proceso de Poisson, de varianza:

$$\sigma_s^2 = 2q(I_r + I_d) \quad (28)$$

#### Lectura de la fórmula (28)

$q$ : carga del electrón.

$I_r$ : corriente detectada.

$I_d$ : corriente de oscuridad del fotodiodo.

El ruido térmico se modela como un proceso gaussiano, con varianza:

$$\sigma_t^2 = 4KBT F_n / r_l \quad (29)$$

#### Enlace recomendado

A continuación, os proponemos un enlace de un fabricante de fotodetectores PIN para que podáis ver las especificaciones técnicas más comunes.

U2T: [http://www.u2t.com/products/photodetectors/item/xpdv21x0ra?category\\_id=2](http://www.u2t.com/products/photodetectors/item/xpdv21x0ra?category_id=2).

### 1.4.2. APD

Los diodos de avalancha o APD son más ventajosos que los PIN. Esto se debe al efecto avalancha, que provoca que presenten una determinada ganancia a la hora de efectuar la conversión fotoeléctrica. De este modo, a diferencia de los PIN, la corriente a la salida de un detector APD se puede expresar de la manera siguiente.

$$I_r = M \cdot R \cdot P \quad (30)$$

En un fotodetector APD, los dos procesos de ruido más importantes también son el ruido impulsivo y el ruido térmico. El primero cambia bastante respecto al PIN, dado que el mecanismo de fotodetección también es diferente.

#### Lectura de la fórmula (27)

$I_r$ : corriente detectada.  
 $R$ : responsividad del diodo.  
 $P$ : potencia óptica que entra en el fotodetector.

#### Nota

Para referirnos al ruido impulsivo, en inglés lo denominaremos *ruido shot*.

#### Lectura de la fórmula (29)

$K$ : constante de Boltzmann.  
 $T$ : temperatura.  
 $F_n$ : factor de ruido eléctrico (en lineal).  
 $r_l$ : impedancia de salida.

#### Lectura de la fórmula (30)

$I_r$ : corriente detectada.  
 $R$ : responsividad del diodo.  
 $M$ : ganancia de avalancha.  
 $P$ : potencia óptica que entra en el fotodetector.



A pesar de esto, en los diodos APD el ruido impulsivo también se modela como un proceso de Poisson, pero con varianza:

$$\sigma_s^2 = 2qM^2F_a(I_r/M + I_d) \quad (31)$$

$$F_a = k_a \cdot M + (1 - k_a) \cdot (2 - 1/M) \quad (32)$$

Esta relación entre el factor de exceso de ruido y el coeficiente de ionización se puede ver representada gráficamente en la figura 6. Observad que el peor caso se produce cuando  $k_a = 1$ , por lo que el factor de exceso de ruido es máximo y da el máximo de varianza de ruido impulsivo a la salida del fotodetector.

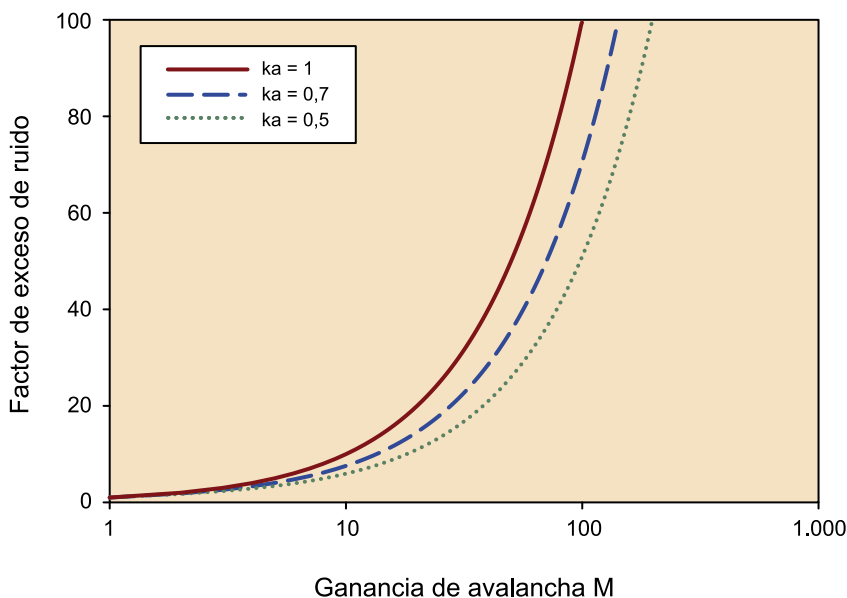


Figura 6. Factor de exceso de ruido en función de la ganancia de avalancha  $M$  para distintos coeficientes de ionización

De manera general, la banda de telecomunicaciones está cubierta por diodos APD de Ge e InGaAs. El primero suele ser más ruidoso que el segundo, dado que en el Ge  $0,7 < k_a < 1$ , mientras que para InGaAs,  $0,5 < k_a < 0,7$ .

Respecto al ruido térmico, este también se modela como un proceso gaussiano, con varianza:

$$\sigma_i^2 = 4KBT F_n / r_l \quad (33)$$

#### Enlace recomendado

A continuación, os proponemos un enlace de un fabricante de fotodetectores APD (y también PIN) para que podáis ver sus especificaciones técnicas más comunes:

SEI: <http://www.sei-device.com/products/rosa/10greceivers.asp>

Observad que estas configuraciones no son las mismas que para el anterior enlace (donde solo se especificaba el diodo), sino que los fotodetectores vienen con un amplificador

#### Lectura de la fórmula (31)

$q$ : carga del electrón.  
 $I_r$ : corriente detectada.  
 $I_d$ : corriente de oscuridad del fotodiodo.  
 $F_a$ : factor de exceso de ruido.

#### Lectura de la fórmula (32)

$k_a$ : coeficiente de ionización.

#### Lectura de la fórmula (33)

$K$ : constante de Boltzmann.  
 $T$ : temperatura.  
 $F_n$ : factor de ruido eléctrico (en lineal).  
 $r_l$ : impedancia de salida.

eléctrico de transimpedancia integrado. Además, hay que notar que las sensibilidades especificadas de los APD corresponden a ganancias de avalancha optimizadas.

## 1.5. Amplificadores ópticos

Otro de los temas clave en comunicaciones ópticas es todo que lo hace referencia a la amplificación óptica. Antes del despliegue masivo de amplificadores ópticos (sobre todo impulsado por los amplificadores de fibra dopada), los enlaces de larga distancia eran amplificados mediante una conversión de óptico a eléctrico y otra vez de eléctrico a óptico. Esto limitaba gravemente el funcionamiento de los enlaces, lo que hacía que se tuviera que amplificar canal por canal y dependiendo del formato de modulación. Los amplificadores ópticos, en cambio, son completamente transparentes desde este punto de vista y permiten amplificar varios canales ópticos al mismo tiempo.

A continuación, veremos brevemente cada uno de los tipos de amplificadores más relevantes: los amplificadores ópticos semiconductores, los amplificadores de fibra dopada con erbio y los amplificadores distribuidos de efecto Raman. De todos estos, los más populares y que se utilizan de manera más general son los amplificadores de fibra dopada, mientras que los otros dos tipos son o bien más ruidosos (el caso de los amplificadores semiconductores) o bien más difíciles de implementar (el caso de los amplificadores Raman).

### 1.5.1. Amplificadores ópticos semiconductores

Aunque los amplificadores ópticos semiconductores (SOA) se inventaron antes que los EDFA y fueron objeto de mucha investigación durante los años ochenta, no supieron encontrar su lugar en el mercado por varias razones.

Entre estas, encontramos el hecho de que tienen un factor de ruido más alto, ya sea porque no se consigue una inversión de población completa o bien por las pérdidas de inserción más altas. Típicamente, el factor de ruido que dan es de unos 8 dB o más. Este valor es muy grande para aplicaciones de larga distancia, aunque puede ser suficiente para aplicaciones de redes metropolitanas. Algunos diseños recientes permiten reducir las pérdidas de inserción y, por lo tanto, también el factor de ruido.

Otro problema inherente a los SOA es su asimetría de la guía de onda. Esto supone que la ganancia dependa también del estado de polarización del haz de luz a la entrada del dispositivo. Sin embargo, hay nuevos diseños de guía de onda que dan menos dependencia de la ganancia con el estado de polarización.

#### Nota

SOA es la abreviatura del inglés *semiconductor optical amplifier*.

Finalmente, el principal problema de los SOA viene dado por su dinámica interna. Concretamente, los tiempos de vida de portadores son comparables al periodo de bit para señales de alta velocidad. Esto supone que si introducimos en el SOA una señal óptica modulada, esta misma modulación óptica modula también la ganancia del SOA (con un cierto retraso) y se produce interferencia intersimbólica en el mismo canal y una determinada intermodulación con los otros canales WDM. De todos modos, los SOA lineales (LOA, LSOA) o los SOA de alta potencia de saturación operados en el régimen lineal ofrecen la posibilidad de eliminar las penalizaciones debidas a la intermodulación y la interferencia intersimbólica.

Puesto que las dinámicas de ganancia del EDFA son de varios órdenes de magnitud más lentos que las velocidades de transmisión, esta intermodulación e interferencia intersimbólicas que se inducen en la ganancia del EDFA son insignificantes.

### 1.5.2. Amplificadores de fibra dopada con erbio

El núcleo de la fibra del interior de un EDFA contiene iones de erbio ( $\text{Er}^{3+}$ ) que, bombeando señal/potencia a una longitud de onda determinada, dan ganancia óptica mediante un proceso de inversión de población. El espectro de la ganancia depende del esquema de bombeo, así como de la presencia en el núcleo de otros elementos dopantes, como pueden ser el germanio y el aluminio.

El bombeo de los EDFA es posible usando láseres semiconductores que operen en torno a los 980 nm y los 1.480 nm. El desarrollo de estos láseres de bombeo ha sido muy activo con el advenimiento de los EDFA. Como ejemplo, diremos que es posible obtener ganancias en torno a los 30 dB con solo 15-20 mW de potencia de bombeo absorbida. La mayoría de los EDFA utilizan bombes de 980 nm, porque son comerciales y pueden dar más de 100 mW (20 dBm) de potencia. Cuando se bombea a 1.480 nm, se necesitan fibras más largas y potencias más elevadas.

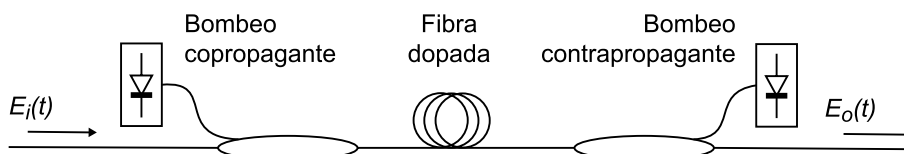


Figura 7. Esquema genérico de un amplificador de fibra dopada con bombeo bidireccional

Los EDFA se pueden diseñar para operar de tal manera que el bombeo y la señal se propaguen en direcciones opuestas, y esta configuración se conoce como bombeo contrapropagante para distinguirla del bombeo copropagante. Esto se puede ver en la figura 7.

#### Nota

WDM es la abreviatura de la forma inglesa *wavelength division multiplexing*.

#### Nota

EDFA es la abreviatura que solemos utilizar para referirnos a los amplificadores de fibra dopada con erbio, y proviene del inglés *erbium doped fiber amplifier*.

#### Nota

En inglés, los términos contrapropagante y copropagante se conocen como *forward pumping* y *backward pumping*.

Las prestaciones son prácticamente similares para las dos configuraciones de bombeo cuando la potencia de la señal es lo bastante pequeña como para que el amplificador no esté saturado. En régimen de saturación, la eficiencia en conversión de potencia suele ser mejor cuando el bombeo es contrapropagante, principalmente por el papel que tiene la emisión espontánea amplificada.

También se puede tener un bombeo bidireccional cuando el EDFA es bombeado en las dos direcciones de manera simultánea, tal y como se muestra en la figura 7. A pesar de que esta configuración necesita dos láseres de bombeo, tiene la ventaja de que la inversión de población (y por lo tanto, la ganancia de pequeña señal) es relativamente uniforme a lo largo de la longitud del amplificador.

La ganancia de un EDFA depende de un gran número de parámetros, como por ejemplo la concentración de iones de erbio, la longitud del amplificador, el diámetro del núcleo, el bombeo y su configuración, etc. Por este motivo, los modelos de tres niveles de ecuaciones de ritmo de los láseres se pueden adaptar para los EDFA. En general, las ecuaciones resultantes no se pueden resolver de una manera cerrada y se tiene que hacer de manera numérica. A modo de ejemplo, diremos que para el caso del régimen en pequeña señal se puede utilizar un tratamiento más simple. De esta manera, es posible obtener la ganancia del amplificador como la integral:

$$G = \exp\left[\Gamma_s \int_L^0 [g(z) - \alpha] dz\right] \quad (34)$$

De este modo, la progresión de ganancia a lo largo de una fibra dopada varía de manera exponencial, adquiere la mayor parte de la ganancia total a principios de la fibra, mientras que la contribución a la ganancia es menor al final de esta.

De todos modos, para sistemas de comunicaciones ópticas, un modelo muy simplificado pero bastante válido es el siguiente:

$$E_o(t) = GE_i(t) + n(t) \quad (35)$$

Es decir, el campo óptico a la salida del amplificador ( $E_o(t)$ ) es el mismo que a la entrada ( $E_i(t)$ ), pero con una cierta ganancia  $G$  y con un ruido añadido ( $n(t)$ ).

De este modo, al igual que sucede en los sistemas de comunicaciones por radio, el ruido de los amplificadores ópticos es un punto importante porque su propagación y acumulación son los principales parámetros que hay que tener en cuenta a la hora de calcular los límites del sistema.

En el caso de los amplificadores de fibra dopada con erbio, el ruido se debe a la amplificación de la emisión espontánea de fotones. De hecho, aunque la mayoría de los electrones caen del estado excitado vía emisión estimulada,

#### Nota

ASE es la abreviatura correspondiente a la emisión espontánea amplificada, y viene del inglés *amplified spontaneous emission*.

#### Lectura de la fórmula (34)

$\Gamma_s$ : área de la sección de la porción dopada del núcleo de la fibra.

$\alpha$ : atenuación debida a la propagación por la fibra dopada.

$g(z) = \sigma_s^e N_2 + \sigma_s^a N_1$ : coeficiente de ganancia.

$\sigma_s^e$  y  $\sigma_s^a$ : secciones de emisión y absorción a la frecuencia de la señal útil  $\omega_s$ .

$N_2$  y  $N_1$ : poblaciones de átomos de los estados fundamental y excitado, respectivamente.

también pueden hacerlo por emisión espontánea y emitir el fotón correspondiente. Esta emisión espontánea pasa de manera aleatoria y depende de la estructura cristalina de la fibra y del nivel de inversión de población alcanzado. Estos fotones también pueden ser amplificados por interacción con otros iones dopantes y ser así amplificados por el proceso de emisión estimulada, y de aquí el término de *emisión espontánea amplificada*. Puesto que actúa por acción también de la amplificación, se obtiene aproximadamente el mismo espectro que el de la ganancia del amplificador.

Este ruido se modela como un ruido gaussiano con una potencia que se puede escribir como:

$$P_{ASE} = 2n_{sp}h\nu_0(G-1)B_o \quad (36)$$

El factor de emisión espontánea lo podemos expresar como:

$$n_{sp} = \frac{\sigma_e N_2}{\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1} \quad (37)$$

$n_{sp}$  es 1 cuando  $N_2$  se aproxima a 1, es decir, cuando tenemos una inversión de población total.

$n_{sp}$  tiende a infinito cuando  $N_2$  tiende a  $\frac{\sigma_a}{\sigma_e + \sigma_a}$ , es decir, cuando la ganancia es cero y el amplificador es transparente.

El ASE se genera en las dos direcciones de propagación, por amplificación de los fotones generados de manera espontánea dentro del núcleo de la fibra dopada. Así, la mayor parte de la potencia  $P_{ASE}$  se genera alrededor del principio y final de la fibra dopada, porque es donde se tienen los máximos de ganancia del amplificador.

$n_{sp}$  mejora (decrece) cuando se tiene una inversión de población más completa. La inversión alrededor de la entrada del amplificador es más importante que a la salida porque la emisión espontánea a la entrada, que es donde se tiene más ganancia, nos genera buena parte del ASE que se tiene a la salida. También hay que puntualizar que la inversión de población se mejora con un incremento de la potencia de bombeo; es decir, decrece  $n_{sp}$  y da una potencia de ruido más baja. La compresión de ganancia debida a la saturación incrementa  $n_{sp}$  y, por lo tanto, tenemos una potencia de ruido más alta.

En general, en una aproximación para el cálculo de la potencia del ASE, se puede considerar como el resultado de inyectar en la entrada del amplificador un ruido de potencia de  $2 \mu\text{W}$  (-27 dBm) en la banda de interés o, de manera más exacta, unos  $60 \text{ nW/nm}$  (-42 dBm/nm), y pasarlos por la ganancia del amplificador.

#### Lectura de la fórmula (36)

$h$ : constante de Planck.  
 $\nu_0$ : frecuencia central de la señal.  
 $G$ : ganancia del amplificador.  
 $B_o$ : ancho de banda de medida.  
 $n_{sp}$ : factor de emisión espontánea.

#### Nota

$n_{sp}$  también se conoce como factor de inversión de población.

#### Nota

Los anchos de banda más utilizados para la medida de ASE son 125 GHz (1 nm) y 12,5 GHz (0,1 nm).

Por ejemplo, supongamos que tenemos un amplificador de ganancia de 20 dB y un factor de inversión de población de  $n_{sp} = 1.5$ . Esto nos genera una potencia de emisión espontánea amplificada de 575 nW para 0,1 nm y 5,75 nW para 1 nm.

Observad que la emisión espontánea es isotrópica y que la potencia que se ha calculado corresponde a la potencia total de este ruido. Este punto será importante cuando se traten los sistemas coherentes.

La emisión espontánea afecta a las señales ópticas añadiendo fluctuaciones a las señales amplificadas, que después serán convertidas al dominio eléctrico cuando se detecten las señales.

Precisamente, relacionado con la detección directa de señales, se define el factor de ruido de los amplificadores ópticos:

$$F_n = \frac{\text{SNR}_i}{\text{SNR}_o} \quad (38)$$

$\text{SNR}_i$  es la relación señal-ruido eléctrica que se obtiene con un fotodetector a la entrada del amplificador, donde se asume un fotodetector limitado solo por el ruido impulsivo.  $\text{SNR}_o$  es la relación señal-ruido eléctrica que se obtiene con un fotodetector a la salida del amplificador e incluye los efectos del amplificador óptico además del ruido impulsivo del fotodetector.

$$F_n = F_{sa} + F_{is} + F_{aa} + F_{ia} \quad (39)$$

$F_x$  son términos correspondientes a las diferentes interacciones entre ruidos y señal debidas a la conversión a eléctrico, que detecta potencia –y, por lo tanto, obedece una forma cuadrática– y provoca estos términos cruzados de interacciones entre señal y ruido. Formalmente, para un fotodetector con responsividad 1 es posible encontrar estos términos expresados de la manera siguiente:

$$F_{sa} = 2n_{sp} \frac{G-1}{G} \quad (40)$$

$$F_{is} = \frac{1}{G} \quad (41)$$

$$F_{aa} = \frac{n_{sp}^2 (G-1)^2 e (B_o - B_e)}{G^2 I_i} \quad (42)$$

$$F_{ia} = \frac{2(G-1)n_{sp}eB_o}{G^2 I_i} \quad (43)$$

#### Ved también

Veremos estas interacciones con más detalle en el apartado "Penalizaciones y otros ruidos".

#### Lectura de las fórmulas (40)-(43)

$F_{sa}$ : interacción entre señal y ASE.

$F_{is}$ : ruido impulsivo de la señal.

$F_{aa}$ : interacción ASE-ASE.

$F_{ia}$ : ruido impulsivo del ASE.

En una primera aproximación, si el ancho de banda óptica es lo bastante pequeño, el término  $F_{aa}$  será pequeño, y para una ganancia de amplificador bastante grande los términos de ruido impulsivo también se podrán negligir. De este modo, podemos aproximar el cálculo del factor de ruido como:

$$F_n \simeq F_{sa} + F_{is} = 2n_{sp} \frac{G-1}{G} + \frac{1}{G} \simeq 2n_{sp} \quad (44)$$

Observad que si llevamos este caso al límite, podemos asumir que en un amplificador perfecto tendremos una eficiencia de inversión  $n_{sp} \simeq 1$  y, por lo tanto, el factor de ruido en este caso límite será  $F_n \simeq 2$  (3 dB).

Cuando tenemos pérdidas a la entrada del amplificador óptico, para cada dB de pérdidas el factor de ruido se incrementa en 1 dB (la señal de entrada –y, por lo tanto, la señal de salida– se decrecienta, pero la potencia de emisión espontánea continúa igual).

De este modo, si sustituimos la ecuación (44) en la ecuación (36), se encuentra una aproximación para el cálculo de la potencia del ASE, cuando la ganancia es grande:

$$P_{ASE} \simeq F_n h\nu_0 G B_o \quad (45)$$

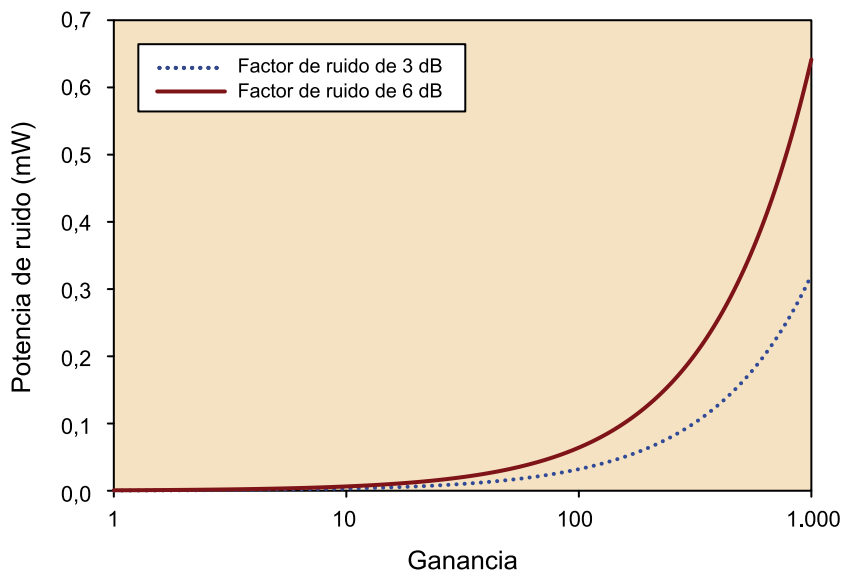


Figura 8. Potencia de ruido en función de la ganancia cuando  $B_o = 12,5$  GHz

Para caracterizar enlaces y señales, sin embargo, se trabaja con la relación señal-ruido óptica u OSNR.

Para un amplificador de fibra dopada, la OSNR se puede definir como:

#### Nota

OSNR es la abreviatura de la forma inglesa *optical signal to noise ratio*.

$$\text{OSNR} = \frac{P_s}{P_{\text{ASE}}} \quad (46)$$

En una red donde se concatenan pérdidas (por ejemplo, fibras ópticas) y amplificadores, la OSNR que se tiene al final estará determinada por la manera en que se concatenan estos bloques.

Cada amplificador añade ruido de manera proporcional a su ganancia y al factor de ruido. La potencia de ruido acumulada crece de manera lineal con el número de amplificadores (cuantos más amplificadores, más ruido). Si los amplificadores son iguales y se utilizan para compensar las pérdidas –por ejemplo, las que puede haber en un tramo de fibra–, entonces la potencia total del ruido acumulado a lo largo de la cadena de transmisión es proporcional a la potencia del ruido de un amplificador. Formalmente, podremos escribir la OSNR acumulada al final de una cadena de  $N$  amplificadores iguales para compensar  $N$  tramos con pérdidas  $L$  en cada tramo:

$$\text{OSNR} = \frac{P_o}{NF_n h\nu_0 LB_o} \quad (47)$$

Por ejemplo, observamos cómo se comporta la OSNR en función de la distancia suponiendo que tenemos unos amplificadores de fibra dopada de factor de ruido de 6 dB (una potencia de transmisión de 0 dBm por canal), que operamos en torno a los 1.550 nm y transmitimos en una fibra estándar monomodo que nos introduce una atenuación de 0,2 dB/km. El resultado lo podéis ver en la figura 9.

Se puede ver que para cubrir una misma distancia, es mejor juntar tanto como se puedan los amplificadores entre sí. De este modo, si los separamos cada 50 km, la OSNR es mejor (más alta) que si los separamos cada 150 km.

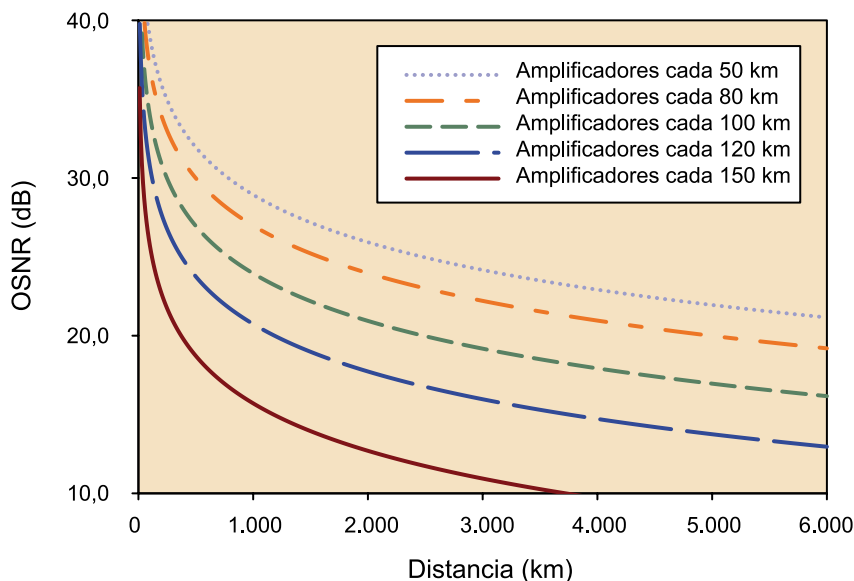


Figura 9. OSNR a la salida de la concatenación de fibra con amplificadores de fibra dopada, para diferentes longitudes de la separación entre amplificadores

#### Lectura de la fórmula (46)

$P_s$ : potencia a la salida del amplificador.

#### Nota

Normalmente, se suele poner amplificadores cuando las pérdidas acumuladas en cada segmento están entre los 20 y los 25 dB.



A pesar de que actualmente se despliegan las redes con EDFA, se puede utilizar el efecto Raman para bajar el factor de ruido, que haría subir las curvas de la figura 9 a medida que se reduce  $F_n$ . Esto lo veremos en el apartado que sigue a continuación.

### 1.5.3. Raman

Básicamente, la amplificación Raman consiste en utilizar el efecto dispersivo Raman, conocido como SRS. De este modo, el medio de amplificación es la misma fibra por la que se propagan las señales útiles que llevan la información. Para conseguir este efecto, la configuración más inmediata es la amplificación Raman con bombeo copropagante, tal y como se muestra en la figura 10. Los haces de luz de bombeo y señal están a diferentes frecuencias ( $\omega_p$  y  $\omega_s$ ), se acoplan a una misma fibra y se propagan de manera conjunta. Tal y como se ha discutido en el módulo 1, en el proceso de SRS un fotón del bombeo cede su energía para crear otro fotón de energía reducida a la frecuencia correspondiente a la señal útil. La energía restante del fotón de bombeo es absorbida por el material de la fibra en forma de vibraciones moleculares (fonones). Por lo tanto, la transferencia de energía entre bombeo y señal es continua mientras se propagan los dos haces dentro de la misma fibra.

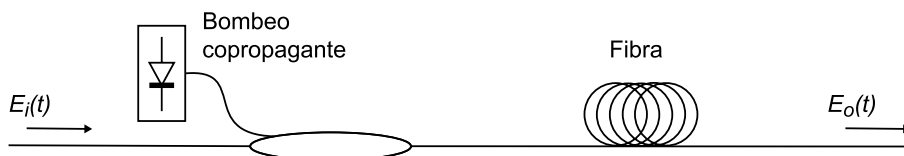


Figura 10. Esquema genérico de un amplificador Raman con bombeo copropagante

De este modo, la ganancia Raman se puede obtener en cualquier fibra, incluyendo las fibras que se utilizan en comunicaciones ópticas. Sin embargo, para estas se necesitan distancias largas, por lo que se suele hablar de amplificación Raman distribuida (DRA), dado que no es un elemento discreto de la cadena de transmisión. Esto mejora las prestaciones del ruido.

La ganancia de este tipo de amplificación depende mucho de la polarización. Además, para el caso de la fibra óptica estándar, la ganancia tiene un buen ancho de banda, pero no es demasiado plano. El espectro de la ganancia es una función de la diferencia de frecuencias entre el bombeo y la señal útil. Así pues, diseñando de manera apropiada las longitudes de onda a las que bombear, se puede conseguir amplificar cualquier longitud de onda deseada. Por ejemplo, un bombeo Raman a 1.450 nm nos dará ganancia a longitudes de onda en torno a 1.550 nm. Dado que la ganancia no es plana, se puede alisar usando varios bombes a diferentes longitudes de onda a la vez. De este modo, estos múltiples bombes producen un espectro de ganancia Raman consistente en la superposición de los espectros correspondientes a las ganancias de los bombes por separado (negligiendo las interacciones entre bombes). Cada bombeo produce una ganancia Raman similar, con el mismo desplazamiento en frecuencia en cuanto a las respectivas longitudes de onda de bombeo; y

#### Enlace recomendado

Podéis encontrar las especificaciones técnicas en lo que respecta a EDFA disponibles comercialmente en el enlace siguiente:

Oclaro: [http://oclaro.com/product\\_pages/puregain\\_pg1600.php](http://oclaro.com/product_pages/puregain_pg1600.php).

#### Nota

SRS es la abreviatura del inglés *stimulated Raman scattering*.

#### Nota

DRA es la abreviatura del inglés *distributed Raman amplification*.

escalado en magnitud por las respectivas potencias de bombeo. Por ejemplo, si para un bombeo de 1.450 nm obtenemos ganancia en torno a 1.550 nm, para la misma potencia de bombeo a 1.500 nm obtendremos una ganancia similar sobre los 1.600 nm. Para valores típicos de  $\alpha_p \approx 0,25 \text{ dB/km} = 0,057 \text{ km}^{-1}$ ,  $C_R \approx 0,7 \cdot 10^{-3} \text{ W/m}$ , el régimen no agotado (*undepleted*) es una buena aproximación para  $P_s(z) \ll 80 \text{ mW}$ . Para bombeos contrapropagantes, esta suele una buena aproximación.

En la práctica, se acostumbra a utilizar el bombeo contrapropagante, en el que los haces de bombeo y señal útil se propagan uno en sentido contrario de otro. En el caso de utilizar múltiples bombeos, o bien cuando las potencias de las señales son bastante grandes, hay que recurrir a un modelado mediante análisis numérico de las interacciones entre las distintas longitudes de onda.

En el régimen no agotado, la ganancia por los bombeos copropagante o contrapropagante viene dada por:

$$G = \exp(C_R L_{\text{eff}} P_p) \quad (48)$$

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - \exp(-\alpha_p L)}{\alpha_p} \quad (49)$$

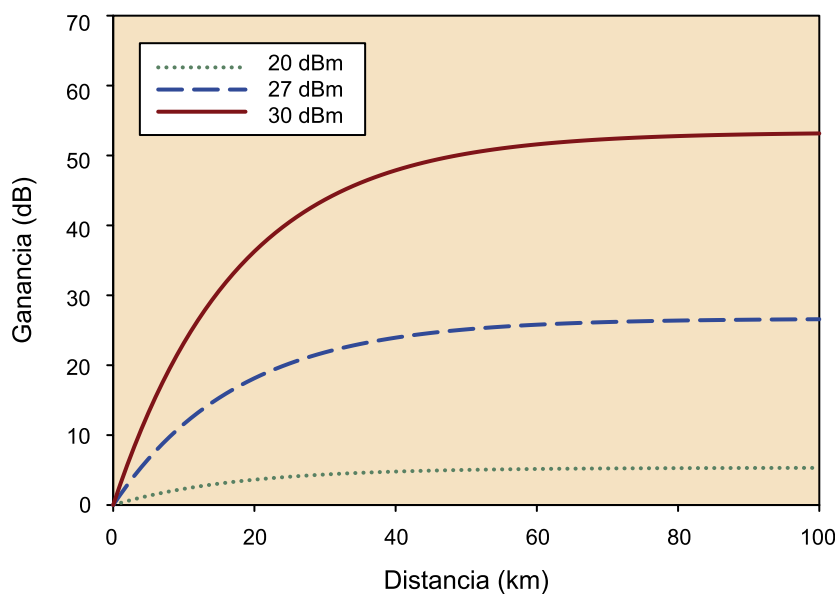


Figura 11. Ganancia de amplificación por efecto Raman, para diferentes potencias de bombeo (20 dBm, 27 dBm y 30 dBm)

Para un amplificador distribuido Raman con bombeo contrapropagante con ganancia  $G$  y potencia de ASE  $P_{\text{ASE}}$ , el factor de ruido efectivo es el mismo que el de un amplificador discreto con ganancia  $G$  y potencia de ASE  $P_{\text{ASE}}$  a la salida del amplificador distribuido. Concretamente:

$$F_{\text{eff}} = 2(\ln G) \frac{\alpha_s}{\alpha_p} \frac{G}{G-1} - \frac{1}{G} \quad (50)$$

**Lectura de la fórmula (49)**

$\alpha_p$ : atenuación de la fibra en la longitud de onda de bombeo.  
 $L$ : longitud de la fibra.  
 $P_p$ : potencia de lanzamiento del bombeo.

**Lectura de la fórmula (50)**

$\alpha_s$ : atenuación de la fibra en la longitud de onda de la señal útil.

Generalmente,  $\alpha_p \simeq \alpha_s$ ; si además  $G$  es mucho mayor que 1:

$$F_{\text{eff}} \simeq \frac{2}{\ln G} \quad (51)$$

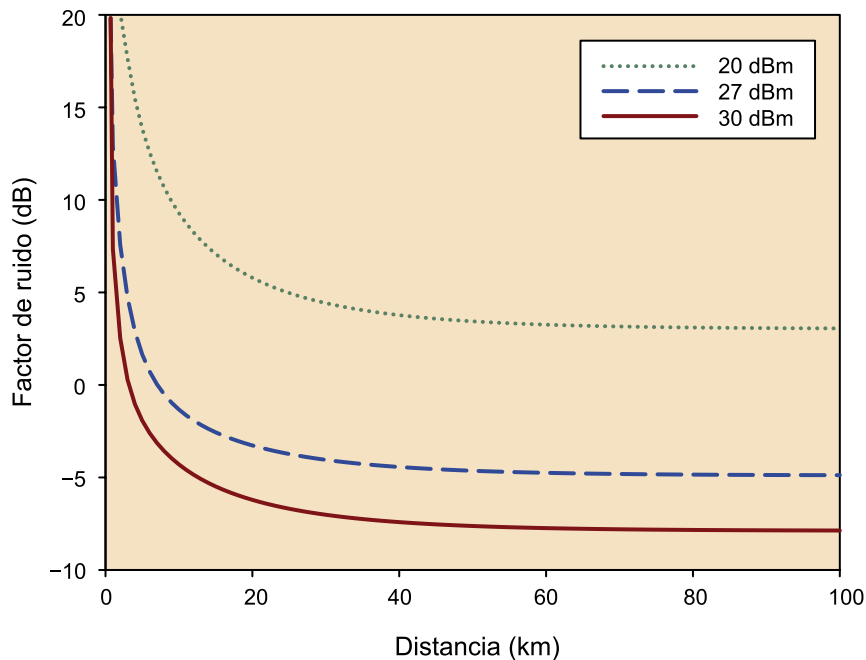


Figura 12. Factor de ruido para diferentes potencias de bombeo (20 dBm, 27 dBm y 30 dBm)

El bombeo copropagante, sin embargo, puede mejorar todavía más las prestaciones del ruido; mucho más que el bombeo contrapropagante. Para evitar penalizaciones por efectos no lineales de la fibra, hay que reducir también la potencia de la señal útil cuando se utiliza el bombeo copropagante. De este modo, dado que la ganancia Raman es en este caso mayor que la reducción de potencia de señal útil necesaria, el ruido se reduce. De hecho, la mejora en números es la diferencia entre la ganancia y la reducción de potencia de señal útil.

A pesar de esto, el bombeo contrapropagante es el que se utiliza de manera mayoritaria. En cambio, el bombeo copropagante no se utiliza por su mayor susceptibilidad a la transferencia de RIN del bombeo, su diafonía a través del bombeo y la dependencia de la ganancia respecto del estado de polarización.

Para el caso en el que se combine la amplificación Raman con amplificadores discretos, por ejemplo EDFA, el hecho de no necesitar tanta ganancia hace que el ASE de los EDFA sea menor y dé un factor de ruido menor. Así, resulta conveniente la amplificación híbrida Raman-EDFA (por ejemplo, la que se propone en el esquema de la figura 13). De este modo, el factor de ruido para este tipo de amplificadores es el siguiente:

#### Enlace recomendado

A modo de ejemplo, os incluimos un enlace a un fabricante de láseres de alta potencia para bombeo Raman.

JDSU: <http://www.jdsu.com/en-us/optical-communications/products/a-z-product-list/pages/pump-laser-14xx-450mw-raman.aspx>.

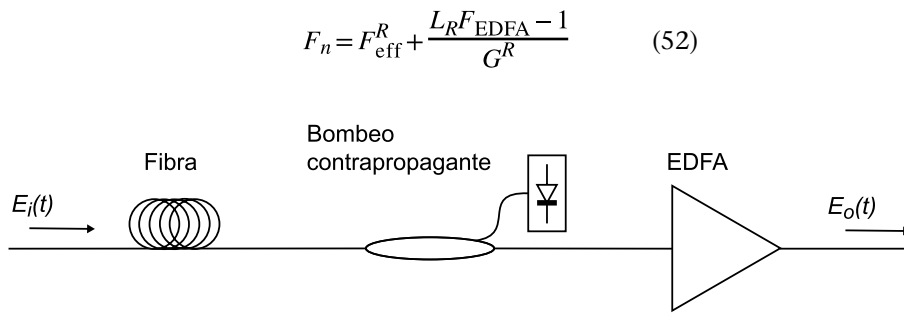


Figura 13. Esquema genérico de un amplificador híbrido Raman-EDFA con bombeo contrapropagante

**Lectura de la fórmula (52)**

$L_R$ : pérdidas por el hecho de introducir el bombeo Raman en la entrada del EDFA.

$F_{\text{eff}}^R$ : factor de ruido del amplificador Raman.

$G^R$ : ganancia del amplificador Raman.

**1.6. Componentes eléctricos****1.6.1. Amplificadores eléctricos**

Las cadenas de amplificadores eléctricos son importantes, más que nada por el hecho de que siempre acabaremos pasando por uno o más amplificadores eléctricos, aunque solo sea al principio o al final de la transmisión de datos por redes de fibra óptica.

Como tales, de manera simple los solemos modelar como una ganancia, una distorsión (de tercer orden) y un ruido. Es decir, si tenemos una tensión  $V_i(t)$  a su entrada, a su salida habrá una tensión  $V_o(t)$  tal que:

$$V_o(t) = GV_i(t) + dV_i^3(t) + n(t) \quad (53)$$

Normalmente, nos fijaremos más en el ruido que introducen estos amplificadores que en el nivel de distorsión. Si bien la distorsión no es deseable en ningún caso, también es cierto que en comunicaciones ópticas se trabaja con señales de pulsos eléctricos, por lo que la linealidad de los amplificadores eléctricos no es un aspecto relevante.

Respecto al ruido, el parámetro que define cómo se comporta un amplificador eléctrico es su factor de ruido.

La fórmula de Friis se utiliza para calcular el factor de ruido total de la concatenación de una serie de etapas de amplificación, cada una con su propia ganancia y factor de ruido. Es posible utilizar el factor de ruido total para calcular posteriormente la relación señal-ruido total en recepción. El factor de ruido se puede calcular de la manera siguiente.

**Lectura de la fórmula (53)**

$G$ : ganancia.

$d$ : nivel de distorsión.

$n(t)$ : ruido, normalmente de origen térmico (gaussiano y de media nula).

**Nota**

Harald T. Friis (1893-1976), ingeniero norteamericano de origen danés, que trabajó en los laboratorios Bell y fue pionero en radiopropagación, radioastronomía y radar. A él se deben las fórmulas de la propagación de ondas electromagnéticas y del cálculo de factor de ruido, las dos ampliamente utilizadas.

$$F_t = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 G_2} + \frac{F_4 - 1}{G_1 G_2 G_3} + \dots + \frac{F_n - 1}{G_1 G_2 \dots G_{n-1}} \quad (54)$$

Una consecuencia importante es que el factor ruido de una cadena de amplificadores y acondicionadores de señal está limitado por el factor de ruido del primer elemento. En otras palabras, no podremos tener nunca un factor de ruido menor que el de la primera etapa ( $F_1$ ). De este modo, siempre es deseable tener un amplificador de bajo ruido y ganancia alta en la primera parte de la etapa de recepción.

### 1.6.2. Filtros eléctricos

En el dominio eléctrico, los filtros de paso bajo se utilizan para reducir ruido de los amplificadores, así como también el ruido impulsivo y térmico del fotodetector y la cadena de recepción.

En la teoría de señales y sistemas, la mayor parte de los filtros que se estudian/observan son filtros ideales de paso bajo, que se limitan a transmitir todas las frecuencias de la banda de paso (sin ningún tipo de distorsión), mientras rechazan completamente las frecuencias de la banda de rechazo. Otro tipo de filtro que se utiliza mucho en la teoría es el filtro adaptado, en el que la respuesta impulsional de este tipo de filtro está adaptada al tipo de señal recibida, de modo que se maximiza la relación señal-ruido a su salida.

Normalmente, los filtros eléctricos se suelen modelar como filtros de Bessel, porque pueden ser implementados físicamente y tienen una respuesta de fase lineal (retraso de grupo constante) en la banda de paso, además de una excelente respuesta impulsional con mínimo sobreimpulso. La función de transferencia normalizada de un filtro de Bessel eléctrico de paso bajo se puede describir de la manera siguiente.

$$H(s) = \frac{B_\nu(S=0)}{B_\nu(S)}, \quad S = \tau_{g0} \omega \quad (55)$$

Los polinomios  $B_\nu(S)$  para  $\nu = 1$  y  $\nu = 2$  son:

$$B_1(S) = 1 + S \quad (56)$$

$$B_2(S) = 3 + 3S + S^2 \quad (57)$$

Los polinomios para órdenes mayores se pueden calcular de manera recursiva mediante la relación:

$$B_\nu(S) = (2\nu - 1) \cdot B_{\nu-1}(S) + S^2 B_{\nu-2}(S). \quad (58)$$

#### Lectura de la fórmula (54)

$F_n$  y  $G_n$ : factor de ruido y ganancia de la  $n$ -ésima etapa amplificadora. Es importante notar que en esta fórmula los valores están expresados en escala lineal y no en decibelios.

#### Nota

El filtro adaptado se conoce en inglés como *matched filter*.

#### Lectura de la fórmula (55)

$\nu$ : orden del filtro.  
 $\tau_{g0}$ : retraso de grupo para  $\omega = 0$  (y la banda de paso).

El ancho de banda de 3 dB de un filtro de Bessel eléctrico se puede relacionar con el retraso de grupo mediante  $\omega_c = 1.3616/\tau_{g0}$  para  $\nu = 2$ , y se puede calcular de manera aproximada para órdenes mayores como:

$$\omega_c \simeq \frac{\sqrt{(2\nu - 1)\ln 2}}{\tau_{g0}} \quad (59)$$

### 1.7. Híbridos ópticos

Los híbridos ópticos de  $90^\circ$  constituyen un componente clave en receptores de formatos de modulación avanzados, porque permiten la detección de los componentes en fase y cuadratura de la señal óptica. Concretamente, se pueden utilizar en detectores coherentes para combinar los haces de luz de señal recibida y oscilador local.

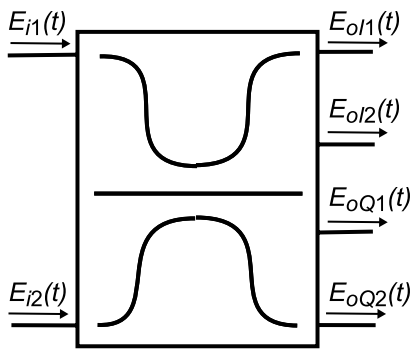


Figura 14. Esquema genérico de un híbrido óptico de  $90^\circ$ .

Formalmente, si definimos dos entradas genéricas al híbrido de  $90^\circ$  de tal modo que tengan diferentes fases:

$$E_{i1}(t) = \sqrt{P_{i1}} e^{j\phi_{i1}} \quad (60)$$

$$E_{i2}(t) = \sqrt{P_{i2}} e^{j\phi_{i2}} \quad (61)$$

Entonces, a la salida del híbrido tendremos:

$$\begin{bmatrix} E_{o1}(t) \\ E_{o2}(t) \\ E_{oQ1}(t) \\ E_{oQ2}(t) \end{bmatrix} = H \begin{bmatrix} E_{i1}(t) \\ E_{i2}(t) \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \sqrt{1-k} & \sqrt{k} \\ \sqrt{1-k} & -\sqrt{k} \\ \sqrt{k} & j\sqrt{1-k} \\ \sqrt{k} & -j\sqrt{1-k} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{i1}(t) \\ E_{i2}(t) \end{bmatrix} \quad (62)$$

Es decir, las diferentes salidas tienen diferentes desfases relativos entre sí:  $0^\circ$  ( $E_{o1}(t)$ ),  $180^\circ$  ( $E_{o2}(t)$ ),  $90^\circ$  ( $E_{oQ1}(t)$ ) y  $270^\circ$  ( $E_{oQ2}(t)$ ).

#### Nota

Para filtrar los datos antes de la entrada al decisor, se suelen emplear filtros de Bessel de orden 3 o 4, con un ancho de banda del 75% de la velocidad de símbolo de la señal recibida.

En la matriz de transferencia del dispositivo,  $k$  es un parámetro que define la relación de balanceo entre las diferentes salidas. De manera ideal, el valor de  $k$  es  $1/2$ . Así, la matriz de un híbrido de  $90^\circ$  ideal sería:

$$\begin{bmatrix} E_{oI1}(t) \\ E_{oI2}(t) \\ E_{oQ1}(t) \\ E_{oQ2}(t) \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \\ 1 & j \\ 1 & -j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{i1}(t) \\ E_{i2}(t) \end{bmatrix} \quad (63)$$

La fabricación de híbridos ópticos de  $90^\circ$  suele ser bastante diferente dependiendo del objeto de su utilización.

De manera experimental y para laboratorio, los híbridos ópticos de  $90^\circ$  se construyen usando acopladores/combinadores de potencia 50:50, en conjunción con un desfasador de  $90^\circ$ . Esto se puede hacer o bien usando componentes discretos y fibras ópticas, o bien en tecnología de guía de onda plana. Las dos tecnologías, sin embargo, exigen un control sofisticado de temperatura para obtener una diferencia en la longitud de caminos muy precisa y así tener los cambios de fase deseados a la salida. Además, para el caso de componentes discretos y fibra, hay que ir con mucho cuidado porque se trata de una configuración muy aparatosa y muy inestable ante vibraciones mecánicas. Por otro lado, las implementaciones basadas en guía de onda tienen más pérdidas de inserción y una alta dependencia en el estado de polarización de la luz.

### 1.8. Divisores de polarización

Los divisores de polarización son un dispositivo que permite descomponer el estado de polarización de un haz de luz entrante en dos rayos que representan dos estados de polarización distintos entre sí. Dicho de otro modo, separa la luz en dos componentes que contienen estados de polarización ortogonales. Por ejemplo, si entramos con una polarización lineal a  $+45^\circ$ , el divisor de polarización nos puede separar la luz en dos componentes, horizontal y vertical.

En su forma más común, los divisores de polarización son un cubo hecho de dos prismas triangulares que se pegan juntos empleando adhesivo (poliéster, epoxi). El grosor de estos prismas se ajusta de tal manera que la mitad de la luz se refleja y la otra mitad se transmite. El caso interesante es el del prisma de Wollaston, en el que se utilizan materiales birrefringentes (por ejemplo, calcita) para dividir la luz entrante en dos rayos de distinto estado de polarización.

#### Enlace recomendado

Las implementaciones que se pueden encontrar comercialmente disponibles son aquellas basadas en óptica macroscópica. Podéis encontrar un par de ejemplos en los enlaces siguientes.

Optoplex: [http://www.optoplex.com/optical\\_hybrid.htm](http://www.optoplex.com/optical_hybrid.htm)

Kylia: <http://www.kylia.com/singlep.html>

#### Nota

William Hyde Wollaston (1766-1828), químico y físico inglés, más famoso por descubrir dos elementos químicos y por desarrollar un método para procesar platino.

## 2. Modulación de intensidad y detección directa

En la modulación de intensidad se trata de modular la intensidad (potencia) de la luz transmitida. En diseño de sistemas de comunicaciones por fibra óptica se les conoce popularmente como IM/DD, dado que también se combinan con la detección directa (empleando solo un fotodetector).

Para la modulación de intensidad, los bits se codifican en dos símbolos con diferente potencia cada uno. Esto hace que, de hecho, resulte en diferentes amplitudes tanto para los 1 como para los 0. Formalmente, este tipo de modulaciones se denominan OOK. Así, los componentes en fase (I) y cuadratura (Q) de la señal codificada serán tal y como se presenta en la figura 15. Hay que notar que tanto la transmisión como la recepción se hacen sobre el eje real (componente I). Esto resulta muy conveniente porque los fotodetectores se comportan como simples conversores de intensidad de luz en corriente eléctrica, tal y como se ha visto antes.

Los sistemas de modulación de intensidad son los más populares y simples. De hecho, este tipo de sistemas son los que se encuentran desplegados en la mayoría de las redes ópticas operativas de hoy día.

**Nota**

IM/DD es la abreviatura del inglés *intensity modulation direct detection*.

**Nota**

OOK es la abreviatura del inglés *on off shift keying*.

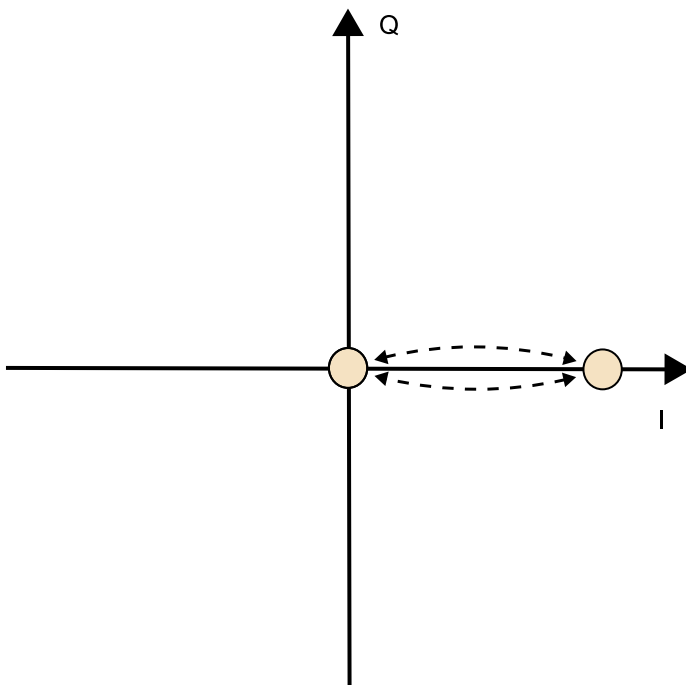


Figura 15. Representación de la constelación OOK en el plano IQ



## 2.1. Sistema ideal

El receptor ideal es el que se presenta en la figura 16. Se detecta el campo óptico  $E_r(t)$  (normalmente con un fotodetector PIN o APD), se amplifica la corriente resultante y se inyecta en un bloque de muestreo y decisión, pasando antes por un filtro (adaptado).

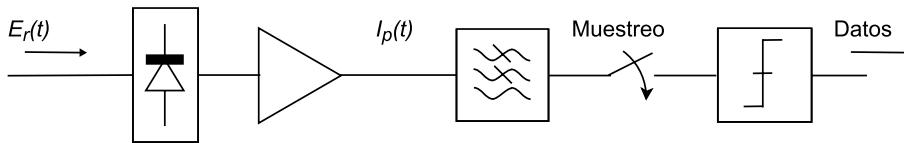


Figura 16. Esquema de receptor de detección directa

De este modo, para una señal modulada en intensidad, podemos expresar el campo de la manera siguiente:

$$E_r(t) = P_r(t)\exp(j\omega_r t) \quad (64)$$

La potencia varía en el tiempo porque contiene los datos. Considerando que, de manera genérica, utilizan un fotodetector PIN, después de la fotodetección y amplificación tenemos una corriente eléctrica tal que:

$$I_p(t) = GRP_r(t) + n(t) \quad (65)$$

Podemos expresar la potencia media de los 1 como  $P_{r1}$  y el nivel de potencia media de los 0 como  $P_{r0}$ . De este modo, podemos reescribir la ecuación anterior para cada caso:

$$I_{p1} = GRP_{r1} + n_1 = I_1 + n_1 \quad (66)$$

$$I_{p0} = GRP_{r0} + n_0 = I_0 + n_0 \quad (67)$$

$I_1 = GRP_{r1}$ ,  $I_0 = GRP_{r0}$ ,  $n_1$  y  $n_0$  son términos que tienen en cuenta el ruido de los 1 y de los 0.

Por lo tanto, una vez muestreada la corriente  $I_p(t)$ , en cada muestra se tendrá el valor medio  $I_{p1}$  o  $I_{p0}$  (dependiendo de si se ha transmitido un 1 o un 0), más una fluctuación debida al ruido  $n_1$  o  $n_0$ .

El circuito de decisión compara las muestras recibidas con un valor umbral  $I_b$ , y da a la salida un 1 si  $I_d > I_b$  y un 0 si  $I_d < I_b$ , con  $I_1 > I_b > I_0$ . Por lo tanto, se tendrá un error si  $I_d < I_b$  para los 1 o bien  $I_d > I_b$  para los 0. Suponiendo que 1 y 0 son equiprobables, se puede escribir la probabilidad de error de la manera siguiente.

### Lectura de la fórmula (64)

$\omega_r$ : frecuencia (óptica).  
 $P_r(t)$ : potencia.

### Lectura de la fórmula (65)

$G$ : ganancia del amplificador.  
 $R$ : responsividad del fotodiodo.  
 $n(t)$ : ruido en detección y amplificación (impulsivo y térmico).

$$P_e = \frac{1}{2}[P(01) + P(10)] \quad (68)$$

Suponiendo que  $n_1$  y  $n_0$  son ruidos gaussianos con varianzas  $\sigma_1^2$  y  $\sigma_0^2$ , se pueden encontrar estas probabilidades condicionadas como:

$$P(01) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{I_1 - I_l}{\sigma_1 \sqrt{2}}\right) \quad (69)$$

$$P(10) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{I_l - I_0}{\sigma_0 \sqrt{2}}\right) \quad (70)$$

Y es posible obtener la probabilidad de error del modo siguiente.

$$P_e = \frac{1}{4} \left[ \operatorname{erfc}\left(\frac{I_1 - I_l}{\sigma_1 \sqrt{2}}\right) + \operatorname{erfc}\left(\frac{I_l - I_0}{\sigma_0 \sqrt{2}}\right) \right] \quad (71)$$

De manera aproximada, es posible obtener el umbral óptimo de decisión como:

$$I_l = \frac{\sigma_0 I_1 + \sigma_1 I_0}{\sigma_0 + \sigma_1} \quad (72)$$

Para este umbral óptimo, se puede definir el factor Q:

$$Q = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (73)$$

Y se puede reescribir la probabilidad de error de manera mucho más compacta como:

$$P_e = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right) \quad (74)$$

Esto se puede ver en la figura 17. Un resumen de los valores de Q correspondientes a los valores más utilizados se puede ver en la tabla 1. Observad que Q es una relación entre amplitudes y, por lo tanto, su valor en decibelios se calcula como:

$$Q(\text{dB}) = 20 \log Q(\text{lin}) \quad (75)$$

Tabla 1. Valores relevantes de  $P_e$  y factor Q

Probabilidad de error	Factor Q
$10^{-3}$	9,8 dB
$10^{-4}$	11,5 dB

#### Lectura de la fórmula (68)

$P(01)$ : probabilidad de decidir un 0 recibiendo un 1.

$P(10)$ : probabilidad de decidir un 1 recibiendo un 0.

#### Referencia bibliográfica

G. P. Agrawal (2002). *Fibre-Optic Communication Systems*. J. Wiley.

Probabilidad de error	Factor Q
$10^{-9}$	15,6 dB
$10^{-10}$	16,1 dB
$10^{-15}$	18,0 dB

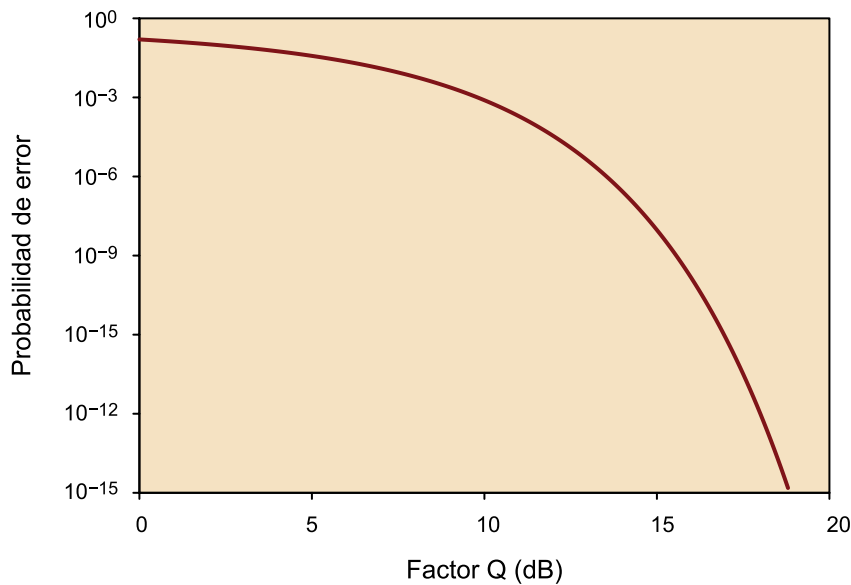


Figura 17. Probabilidad de error para una señal OOK en función del factor Q

## 2.2. Esquemas de modulación y recepción

### 2.2.1. Modulación externa: modulador Mach-Zehnder

A continuación, veremos el ejemplo de una modulación externa basada en un modulador Mach-Zehnder actuando en modo *push-pull*.

De acuerdo con lo que se ha visto anteriormente, un posible esquema de modulación es el que se presenta en la figura 18. Podemos ver aquí un modulador Mach-Zehnder, excitado por un láser y modulado por un voltaje eléctrico  $V_i(t)$ .

#### Ved también

Hemos visto los esquemas de modulación en el apartado "Moduladores".

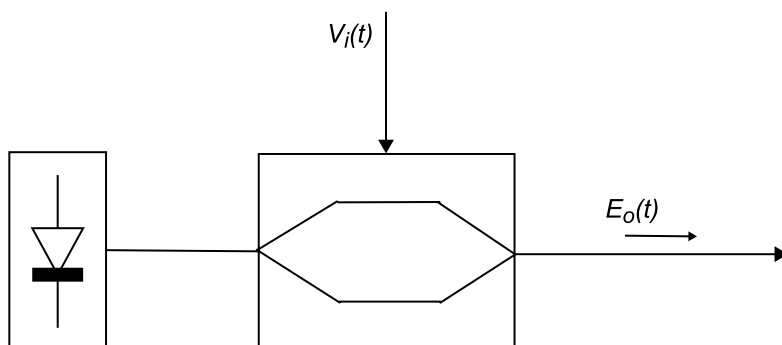


Figura 18. Esquema de transmisor implementado con modulador Mach-Zehnder

La señal eléctrica  $V_i(t)$  introducida en el modulador tiene dos componentes distintos:

$$V_i(t) = V_b + V_d(t) \quad (76)$$

Concretamente, podemos asumir que  $V_d(t) = V_1$  cuando se tiene un 1, mientras que  $V_d(t) = V_0$  cuando se tiene un 0.

De este modo, podemos reescribir la ecuación de la potencia del campo de salida (13) como:

$$P_o(t) \propto P_i \cos^2\left(\frac{\pi}{V_\pi} \frac{V_i(t)}{2}\right) \quad (77)$$

Normalmente, se fija el punto de trabajo en  $V_b = V_\pi/2$ , y se intenta que  $V_1 = -V_\pi/2$  y  $V_0 = V_\pi/2$ . En este caso, la potencia a la salida será proporcional a  $P_i$  cuando transmitamos un 1 y será 0 cuando transmitamos un 0.

Hay que notar que pequeñas imperfecciones en la fabricación del modulador, así como fluctuaciones en el punto de trabajo  $V_b$ , pueden hacer que la potencia a la salida no corresponda del todo a los 1 y/o que la extinción de potencia cuando se transmitan 0 no sea total. Esto dará lugar a lo que se denomina relación de extinción, parámetro asociado a los transmisores del que hablaremos más adelante.

### 2.2.2. Recepción: APD

Por el contrario, en la otra banda del sistema de transmisión tendremos un receptor, que en el caso de la modulación de intensidad y detección directa estará basado en una fotodetección. A continuación, veremos el ejemplo de un receptor de detección directa basado en un APD.

De acuerdo con lo que hemos visto anteriormente, la probabilidad de error de la señal depende del factor  $Q$ . Si consideramos el amplificador eléctrico con una ganancia elevada y un factor de ruido mucho más bajo que el del mismo fotodetector, entonces podemos asumir que el límite del sistema viene dado por el fotodetector y negligir los efectos del amplificador eléctrico. Por otro lado, en una modulación de intensidad teórica, la potencia de los 0 es nula. Partiendo de estas hipótesis, podemos reescribir los valores de  $I_1$  y  $I_0$  para el caso del APD como:

$$I_1 = MRP_{r1} = 2MR\bar{P}_r \quad (78)$$

$$I_0 = MRP_{r0} = 0 \quad (79)$$

#### Lectura de la fórmula (76)

$V_b$ : voltaje constante que nos fija el punto de trabajo.  
 $V_d(t)$ : tren de pulsos eléctrico que contiene los datos.

#### Lectura de la fórmula (77)

$P_o(t) = |E_o(t)|^2$ : potencia del campo óptico a la salida.  
 $P_i$ : potencia del láser al entrar en el modulador, que se considera constante.

#### Ved también

Trataremos la relación de extinción en el apartado "Penalizaciones y otros ruidos".

#### Lectura de la fórmula (78)

$\bar{P}_r$ : potencia óptica media recibida.

Observad que a lo largo del tiempo, la señal óptica fluctúa de acuerdo con la secuencia de bits. Por lo tanto, fluctúa entre  $P_{r0}$  y  $P_{r1}$ . Para un tiempo de observación bastante largo, la potencia recibida habrá sido tantas veces  $P_{r1}$  como  $P_{r0}$  y, por lo tanto, su valor medio será su media aritmética:

$$\bar{P}_r = \frac{P_{r1} + P_{r0}}{2} = \frac{P_{r1} + 0}{2} = \frac{P_{r1}}{2} \quad (80)$$

Dicho esto, podemos escribir las varianzas de los ruidos de cada símbolo como:

$$\sigma_1^2 = \sigma_s^2 + \sigma_t^2 \quad (81)$$

$$\sigma_0^2 = \sigma_t^2 \quad (82)$$

Observad que el ruido asociado a los 0 solo contiene la parte del ruido térmico del fotodetector, dado que el ruido impulsivo es proporcional a la potencia recibida de los 0, que es nula ( $P_{r0} = 0$ ).

A partir de aquí, podemos calcular el factor  $Q$  como:

$$Q = \frac{I_1}{\sigma_1 + \sigma_0} = \frac{2MR\bar{P}_r}{\sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_t^2 + \sigma_t^2}} \quad (83)$$

Por lo tanto, se puede resolver la ecuación anterior y obtener la potencia necesaria en función del factor  $Q$ :

$$\bar{P}_r = \frac{Q}{R} (qF_aQB + \frac{\sigma_t}{M}) \quad (84)$$

A partir de aquí, podemos ver dos casos. El primero, cuando el sistema está dominado por el ruido térmico, el término que contiene  $\sigma_t$  domina y la potencia media se puede calcular como:

$$\bar{P}_r \text{ térmico} \approx \frac{Q\sigma_t}{RM} \quad (85)$$

El segundo caso correspondería a cuando domina el ruido impulsivo por encima del térmico y la potencia media recibida se puede calcular de la manera siguiente.

$$\bar{P}_r \text{ impulsivo} \approx \frac{qQ^2F_aB}{R} \quad (86)$$

De acuerdo con lo que se ha visto antes,  $F_a$  corresponde al factor de exceso de ruido del fotodiodo y depende de su coeficiente de ionización  $k_a$ , de tal manera que, en un peor caso,  $k_a = 1$  y  $F_a = M$ . Por lo tanto, la ecuación (86) se puede reescribir para este caso concreto:

#### Lectura de la fórmula (81) y (82)

$\sigma_s^2$ : varianza del ruido impulsivo.

$\sigma_t^2$ : varianza del ruido térmico.

#### Ved también

Las varianzas del ruido impulsivo y del ruido térmico se han definido en el apartado "Fotodetectores".

#### Referencia bibliográfica

G. P. Agrawal (2002). *Fibre-Optic Communication Systems*. J. Wiley.

#### Nota

Estaremos hablando del límite cuántico de fotodetección en caso de que solo tengamos en cuenta el ruido impulsivo del detector.

$$\bar{P}_r \text{ impulsivo} \simeq \frac{qQ^2MB}{R} \quad (87)$$

Observad que las ecuaciones (85) y (87) dependen de la ganancia de avalancha  $M$ . Normalmente, esta se puede fijar (y optimizar) a voluntad variando el voltaje/corriente que fija el punto de trabajo del diodo. Dado que la ecuación (85) es inversamente proporcional a  $M$ , mientras que la ecuación (87) le es proporcional, el punto óptimo de trabajo se producirá cuando los dos términos estén equilibrados:

$$\bar{P}_r \text{ impulsivo} = \bar{P}_r \text{ térmico} \quad (88)$$

Esta condición se obtiene cuando:

$$M = M_{\text{opt}} = \sqrt{\frac{\sigma_t}{qQB}} \quad (89)$$

Y la potencia recibida se calcula como:

$$\bar{P}_r = 2 \frac{qQ^2M_{\text{opt}}B}{R} \quad (90)$$

Como ejemplo, supongamos que tenemos un fotodetector APD, con un ruido térmico de  $\sigma_t/B = 11 \text{ nA} / \sqrt{\text{Hz}}$  y responsividad de  $R = 0,7 \text{ A/W}$ , y queremos detectar una señal de 2,5 Gb/s. De manera teórica, podemos asumir que idealmente el ancho de banda de la señal recibida es aproximadamente la mitad de la velocidad de bit, haciendo  $B = 1,25 \text{ GHz}$ . De la ecuación (89) resulta una ganancia de avalancha óptima de  $M_{\text{opt}} = 552$  y una potencia recibida de  $\bar{P}_r = -27 \text{ dBm}$  a  $10^{-10}$  ( $Q = 16,1 \text{ dB}$ ). El resto de los valores para las probabilidades de error de interés los podemos encontrar en la tabla 2.

Tabla 2. Valores relevantes de  $P_e$  y sensibilidad del receptor óptimo (APD) para una velocidad de bit de 2,5 Gb/s

Probabilidad de error	Sensibilidad
$10^{-3}$	-28,5 dBm
$10^{-4}$	-28,1 dBm
$10^{-9}$	-27,1 dBm
$10^{-10}$	-27 dBm
$10^{-15}$	-26,5 dBm

Si en lugar de un detector APD tuviéramos un detector PIN, el ejemplo sería el mismo, pero ahora con  $M = 1$ . De este modo, no se puede balancear el efecto del ruido térmico con el ruido impulsivo, y normalmente el ruido térmico suele ser el dominante. Por lo tanto, podremos calcular la potencia media re-

cibida a partir de la ecuación (85). De este modo, podemos rehacer este último ejemplo de detección de una señal de 2,5 Gb/s para un fotodetector PIN también con un ruido térmico de  $\sigma_r/B = 11 \text{ nA} / \sqrt{\text{Hz}}$  y responsividad de  $R = A/W$ . Esto nos da una potencia necesaria de +5,5 dBm para obtener una probabilidad de error de  $10^{-10}$ .

### 2.3. Penalizaciones y otros ruidos

El caso que acabamos de tratar supone un ejemplo teórico de funcionamiento, pero hay una serie de deterioros de la señal y ruidos que afectan a la correcta recepción y que trataremos a continuación. Concretamente, nos centraremos en los más relevantes: relación de extinción, ruido de intensidad y ruido de amplificación óptica.

#### 2.3.1. Relación de extinción

Hasta ahora, hemos considerado que la potencia de los 0 era nula, pero en realidad no acostumbra a ser así. Normalmente, debido a imperfecciones en los transmisores, se suele tener una cierta potencia (pequeña) en los 0. Como hemos dicho en el apartado anterior, en el caso de un modulador Mach-Zehnder resulta difícil extinguir completamente la potencia óptica a la salida, puesto que requiere una muy buena estabilidad de la señal eléctrica que contiene los datos y un control muy preciso del punto de trabajo. Los dos puntos son prácticamente imposibles de conseguir y, por lo tanto, presentan una cierta potencia a la salida asociada a los 0.

De este modo, podemos definir la relación de extinción en recepción como:

$$r_e = \frac{P_{r1}}{P_{r0}} \quad (91)$$

Por lo tanto, podemos rehacer el ejemplo anterior de detección APD, pero teniendo en cuenta lo siguiente:

$$I_1 = MRP_{r1} = 2MR\bar{P}_r \frac{r_e}{r_e + 1} \quad (92)$$

$$I_0 = MRP_{r0} = 2MR\bar{P}_r \frac{1}{r_e + 1} \quad (93)$$

Y el valor medio de la potencia recibida se hace:

$$\bar{P}_r = \frac{P_{r1} r_e + 1}{2} = \frac{P_{r0}}{2} (r_e + 1) \quad (94)$$

Observad que para este caso, los 0 también tienen ruido impulsivo, lo que hace:

$$\sigma_1^2 = \sigma_{s1}^2 + \sigma_t^2 \quad (95)$$

$$\sigma_0^2 = \sigma_{s0}^2 + \sigma_t^2 \quad (96)$$

Así, podemos calcular el factor  $Q$  como:

$$Q_{RE} = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_1 + \sigma_0} = \left(\frac{r_e - 1}{r_e + 1}\right) \frac{2MR\bar{P}_r}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (97)$$

Llegados aquí, hay que apuntar que a pesar de que el ruido impulsivo de los 0 esté presente, este suele ser negligible ante el ruido térmico. Por lo tanto, si observamos las similitudes con el apartado anterior, podemos escribir lo siguiente:

$$Q_{RE} = Q \left(\frac{r_e - 1}{r_e + 1}\right) \quad (98)$$

Esto provoca que para conseguir una cierta probabilidad de error, sea necesaria más potencia óptica a la entrada. Es decir, se tiene una cierta penalización en potencia. El cálculo de esta penalización es muy sencillo, dado que el factor  $Q$  es proporcional a la potencia media recibida. De este modo, lo podemos expresar como:

$$P = \frac{\bar{P}_r(r_e)}{\bar{P}_r(1)} = \frac{Q_{RE}}{Q} = \left(\frac{r_e - 1}{r_e + 1}\right) \quad (99)$$

Normalmente, se expresa en decibelios como:

$$P(\text{dB}) = 10 \log\left(\frac{r_e - 1}{r_e + 1}\right) \quad (100)$$

Esta penalización se puede ver representada gráficamente en la figura 19. Observad que los 3 dB de penalización están para los 4,8 dB de relación de extinción, mientras que el punto de 1 dB de penalización lo encontramos en 9,5 dB de relación de extinción. Por lo tanto, para relaciones de extinción mayores de 9,5 dB tendremos penalizaciones menores de 1 dB de potencia y sus efectos pueden ser prácticamente negligibles ante otras degradaciones de la señal.



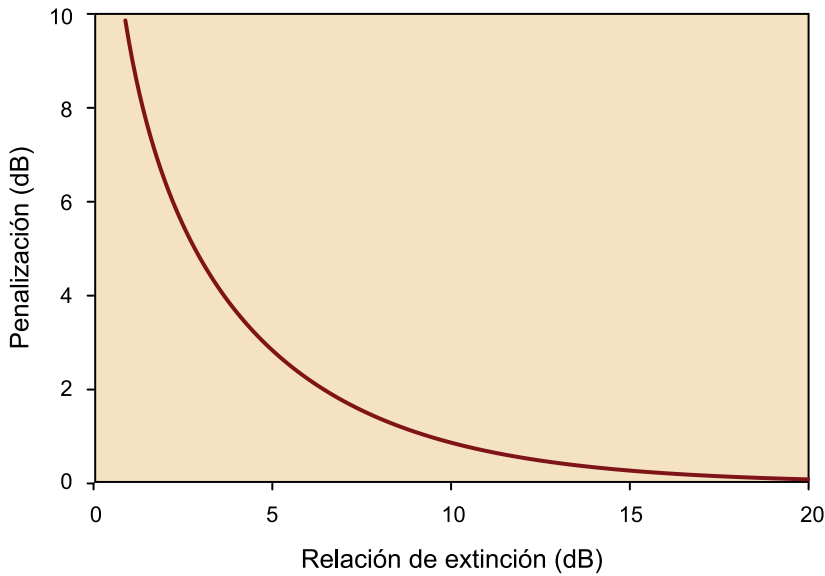


Figura 19. Penalización en presencia de relación de extinción finita

### 2.3.2. Ruido de intensidad

El análisis de ruido que hemos hecho anteriormente constituye un análisis en un marco muy teórico y no se han considerado las posibles fluctuaciones de la potencia recibida. En la práctica, la luz emitida por cualquier tipo de transmisor tiene una cierta fluctuación, denominada ruido de intensidad. De este modo, el fotodetector óptico convierte estas fluctuaciones de potencia en fluctuaciones de corriente eléctrica, y debemos tenerlas en cuenta como un ruido más, aparte de los ruidos propios del receptor (térmico e impulsivo). Como consecuencia, el factor  $Q$  del receptor se degrada de acuerdo con este ruido y se tiene una cierta penalización de potencia.

Un análisis exacto resulta bastante complicado y, por este motivo, haremos una aproximación simple del problema. Así pues, supondremos que tenemos un ruido añadido a la detección y lo consideraremos añadiendo una nueva varianza  $\sigma_i$  al cómputo global por el factor  $Q$ :

$$\sigma^2 = \sigma_s^2 + \sigma_i^2 + \sigma_r^2 \quad (101)$$

Donde asumimos  $\sigma_i = RP_r r_i$ . El parámetro  $r_i$  no es nada más que una medida del ruido de intensidad de la señal recibida y se relaciona con el ruido de intensidad relativo (RIN).

$$r_i^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} RIN(\omega) d\omega \quad (102)$$

Para la mayoría de los transmisores, típicamente  $r_i$  es menor que 0,01.

#### Referencia bibliográfica

G. P. Agrawal (2002). *Fibre-Optic Communication Systems*. J. Wiley.

Ahora podemos rehacer el ejemplo de fotodetección con APD, suponiendo también que la potencia de los 0 es 0. Esto nos da un factor Q de:

$$Q = \frac{2MR\bar{P}_r}{\sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_r^2 + \sigma_i^2 + \sigma_t^2}} \quad (103)$$

**Lectura de la fórmula (103)**

$$\sigma_i = 2R\bar{P}_r r_i$$

Esta ecuación se puede resolver de manera similar al caso anterior, y podemos reescribir la ecuación (84) como:

$$\bar{P}_r = \frac{1}{1 - r_i^2 Q^2} \frac{Q}{R} (qF_a Q B + \frac{\sigma_t}{M}) \quad (104)$$

Por lo tanto, vemos que en caso de que encontremos ruido de intensidad estaremos teniendo penalización en potencia, que podemos escribir como:

$$P(\text{dB}) = -10 \log(1 - r_i^2 Q^2) \quad (105)$$

Esta penalización se puede ver representada gráficamente en la figura 20. Como es natural, cuanto mayor sea la relación de intensidad  $r_i$ , menor es su impacto en la recepción de la señal.

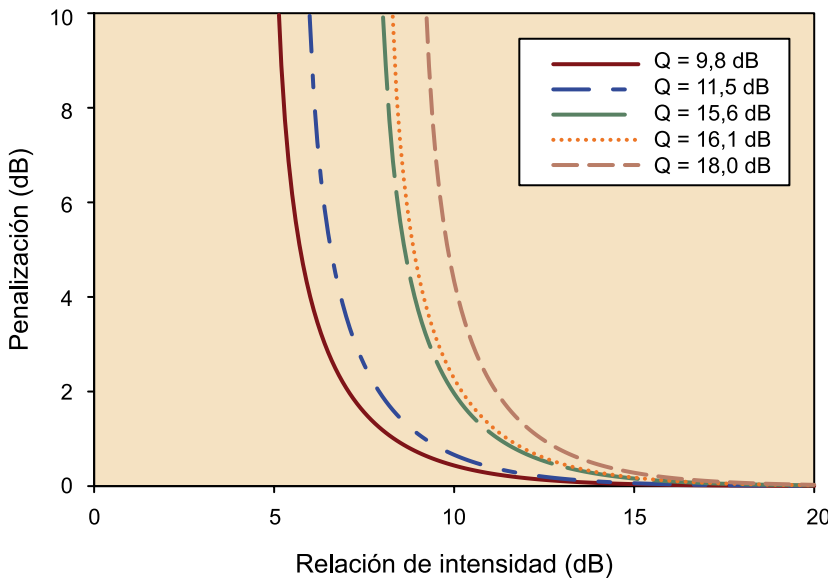


Figura 20. Penalización debida al ruido de intensidad para distintos valores de Q

En la tabla 3, se pueden ver los valores relevantes de  $r_i$  para tener una penalización de 1 dB en la potencia recibida. De este modo, para la probabilidad de error más exigente ( $10^{-15}$ ,  $Q = 18,0$  dB), necesitaremos  $r_i > 0,056$  para tener una penalización en potencia recibida menor de 1 dB.

Tabla 3. Valores relevantes de  $P_e$  y valores de la relación de intensidad necesaria para obtener 1 dB de penalización en potencia a causa del ruido de intensidad

Probabilidad de error	$r_i$
$10^{-3}$	0,15

Probabilidad de error	$r_i$
$10^{-4}$	0,12
$10^{-9}$	0,074
$10^{-10}$	0,07
$10^{-15}$	0,056

### 2.3.3. Ruido de amplificación óptica

Como hemos visto antes, aparte de dar ganancia, los amplificadores ópticos también añaden ruido a las señales transmitidas. Es así hasta tal punto que en redes de larga distancia, donde todo se amplifica, este es el efecto dominante. Por este motivo, nos interesará tener una determinada OSNR a la entrada de la detección. A continuación, haremos el cálculo de la probabilidad de error en el bit, suponiendo que el ruido de amplificación óptica es el dominante.

En la detección, tendremos una señal óptica que contiene los datos con un cierto ruido.

$$I_p(t) = R|E_r(t)|^2 + n(t) = R|E_s(t) + E_n(t)|^2 + n(t) \quad (106)$$

De hecho, como hemos visto antes, podemos suponer que el ruido de amplificación nos viene de manera isotrópica. Es decir, llega al fotodetector en cualquier estado de polarización. De este modo,  $E_n(t)$  se podrá dividir en dos componentes que tengan estados de polarización ortogonales entre sí. Por conveniencia, diremos lo siguiente:

$$E_n(t) = E_{nc}(t) + E_{no}(t) \quad (107)$$

$E_{nc}(t)$  es el componente de ruido óptico que recibimos en el mismo estado de polarización que  $E_s(t)$ , y  $E_{no}(t)$  es el componente de ruido óptico que recibimos en el estado de polarización ortogonal en  $E_s(t)$ . Es decir, si  $E_s(t)$  tiene un estado de polarización lineal vertical, el estado de  $E_{nc}(t)$  es el mismo, mientras que  $E_{no}(t)$  tiene un estado de polarización lineal horizontal.

Por lo tanto, podemos expresar la corriente recibida como:

$$I_p(t) = R|E_s(t) + E_{nc}(t)|^2 + R|E_{no}(t)|^2 + n(t) \quad (108)$$

Esta separación es importante, porque solo la parte de ruido óptico copolarizada con  $E_s(t)$  se mezcla con la señal útil.

De esta manera, podemos escribir la corriente después de la fotodetección como la suma de varias contribuciones:

**Lectura de la fórmula (106)**

$n(t)$ : ruido de fotodetección (impulsivo y/o térmico)

$$I_p(t) = RP_s(t) + i_{sa}(t) + i_{aa}(t) + n(t) \quad (109)$$

Por lo tanto,  $i_{sa}(t)$  y  $i_{aa}(t)$  son dos corrientes de ruido que fluctúan rápidamente en el tiempo y, por lo tanto, interesa modelarlas encontrando sus valores medios y sus varianzas. Se puede demostrar que  $i_{sa}$  se desvanece y tiene una media nula, mientras que  $i_{aa}$  tiene un cierto valor finito correspondiente a la potencia de ruido a la entrada del fotodetector. De este modo, podemos escribir que los valores medios de estas corrientes corresponden a:

$$\bar{i}_{sa} \simeq 0 \quad (110)$$

$$\bar{i}_{aa} \simeq RP_{\text{ASE}} \quad (111)$$

Respecto a las varianzas de estos ruidos:

$$\sigma_{sa}^2 = 4R^2 P_s P_{\text{ASE}} \frac{B_e}{B_o} \quad (112)$$

$$\sigma_{aa}^2 = 4R^2 P_{\text{ASE}}^2 \frac{B_e^2}{B_o^2} \left( B_o - \frac{B_e}{2} \right) \quad (113)$$

Así, de manera general, podemos escribir la varianza de todos los ruidos que afectan a la detección de señales amplificadas:

$$\sigma^2 = \sigma_{sa}^2 + \sigma_{aa}^2 + \sigma_t^2 + \sigma_s^2 \quad (114)$$

Observad que ahora el ruido impulsivo viene con una contribución adicional, teniendo en cuenta que el valor medio de  $i_{aa}(t)$  no es nulo:

$$\sigma_s^2 = 2qRB_e(P_s + P_{\text{ASE}}) \quad (115)$$

Llegados a este punto, hay que decir que la función de densidad de probabilidad del ruido óptico fotodetectado no es gaussiana. De hecho, una aproximación más correcta es la de una variable aleatoria que sigue una  $\chi^2$ , dado que por el hecho de fotodetectar estamos haciendo una detección de potencia y, por lo tanto, el módulo al cuadrado de un ruido gaussiano. Por este motivo, sería necesario usar una forma más compleja para calcular la probabilidad de error. A pesar de esto, la forma que hemos utilizado hasta ahora (donde consideramos todos los ruidos gaussianos) se puede considerar como un caso peor respecto de la  $\chi^2$ , por lo que continuaremos haciendo un análisis parecido a los que hemos hecho hasta ahora.

De este modo, si continuamos con el cálculo del factor  $Q$ , intervienen las dos interacciones de ruido óptico y podemos escribir las varianzas de los 1 y de los 0:

#### Lectura de la fórmula (109)

$i_{sa}(t)$ : corriente de ruido que contiene las interacciones entre ruido óptico y señal útil.

$i_{aa}(t)$ : corriente de ruido que contiene la interacción del ruido óptico consigo mismo.

#### Lectura de la fórmula (114)

$\sigma_t^2$ : varianza del ruido térmico.

$\sigma_s^2$ : varianza del ruido impulsivo.

$$\sigma_1^2 = \sigma_{sa}^2 + \sigma_{aa}^2 + \sigma_t^2 + \sigma_s^2 \quad (116)$$

$$\sigma_0^2 = \sigma_{aa}^2 + \sigma_t^2 \quad (117)$$

En el caso de que se esté limitado por el ruido óptico, las contribuciones de  $\sigma_{sa}^2$  y  $\sigma_{aa}^2$  serán mucho mayores que el resto, y se podrá aproximar:

$$\sigma_1^2 = \sigma_{sa}^2 + \sigma_{aa}^2 \quad (118)$$

$$\sigma_0^2 = \sigma_{aa}^2 \quad (119)$$

A partir de estas ecuaciones y haciendo una serie de aproximaciones, podemos encontrar que el factor  $Q$  de un sistema donde domina el ruido de amplificación se puede calcular como:

$$Q = \frac{2\text{OSNR}}{1 + \sqrt{4\text{OSNR} + 1}} \sqrt{\frac{B_o}{B_e}} \quad (120)$$

Y de aquí es posible estimar la probabilidad de error. En la figura 21, podemos ver la probabilidad de error en función de la OSNR en 0,1 nm para varias velocidades de bit comerciales. Los valores más relevantes figuran en la tabla 4.

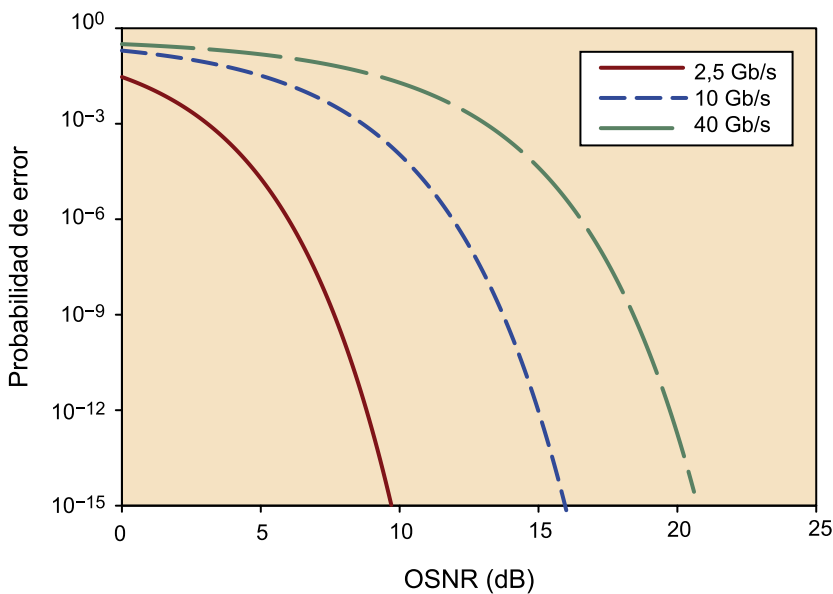


Figura 21. Probabilidad de error en el bit en función de la relación señal-ruido óptica para diferentes velocidades de bit

Tabla 4. Valores relevantes de  $P_e$  y valores de la OSNR necesaria para distintas velocidades comerciales

Probabilidad de error	2.5 Gb/s	10 Gb/s	40 Gb/s
$10^{-3}$	2,9 dB	7,6 dB	13,1 dB
$10^{-4}$	4,1 dB	9 dB	14,5 dB

Probabilidad de error	2.5 Gb/s	10 Gb/s	40 Gb/s
$10^{-9}$	7,4 dB	12,6 dB	18,4 dB
$10^{-10}$	7,9 dB	13,1 dB	18,9 dB
$10^{-15}$	9,4 dB	14,8 dB	20,7 dB

Es importante notar que hemos considerado el ruido de amplificación sin prestar atención a cómo interactúa este ruido con los efectos dispersivo y no lineal que también se tienen cuando se propaga una señal a través de un enlace de fibra. En realidad, el ruido de amplificación se propaga con la señal y se ve afectado por los mismos mecanismos de dispersión y no linealidad que afectan a las señales ópticas.

Además, un punto importante es el hecho de ver cómo se acumula la OSNR a lo largo de un sistema de transmisión. Como ejemplo, veremos cómo sería este efecto en un enlace de 10 Gb/s.

#### Ejemplo: diseño de un enlace de 1.000 km a 10 Gb/s

Podemos empezar por fijar un valor mínimo de OSNR acumulada. Para obtener unas buenas prestaciones a 10 Gb/s, normalmente se suele considerar una probabilidad de error en recepción de  $10^{-9}$ . En la tabla 4, hemos visto que necesitamos una OSNR mínima de 12,6 dB en 0,1 nm.

Aquí hay que añadir hasta 9 dB más para tener en cuenta otras degradaciones que pueden afectar al sistema:

- **Relación de extinción.** En una modulación real, siempre tendremos una relación de extinción que en los estándares se suele definir como mayor de 10 dB. Por lo tanto, en el peor caso de relación de extinción estaremos teniendo una penalización de 1 dB.
- **Ruido de intensidad.** En un principio, este tipo de ruidos no suele afectar a la modulación externa, porque se usan láseres de onda continua no modulables, que tienen mejores prestaciones. A pesar de esto, y por si acaso, dejaremos un margen de 1 dB.
- **Dispersión y no linealidades de la fibra.** En un principio, la dispersión es un parámetro que está compensado, ya sea con fibra compensadora de dispersión o con compensadores ópticos de dispersión. Respecto a las no linealidades, también se pueden encontrar compensadas de manera óptica en el nodo destino. Sin embargo, podemos dejar un margen de 2 dB adicionales para tener en cuenta fluctuaciones de estas degradaciones.
- **Degradaciones relacionadas con la polarización.** A pesar de que los efectos de las degradaciones relacionadas con la polarización no suelen ser el grueso del total en sistemas de detección directa, también tienen una cierta contribución al sistema. Concretamente, podremos tener dispersión en el modo de polarización (PMD), dependencia en la ganancia de los amplificadores (PDG) y pérdidas que dependen del estado de polarización (PDL). Por este motivo, dejaremos un margen adicional de 1 dB.
- **Variaciones en la fabricación de los dispositivos.** Siempre es posible tener variaciones entre las prestaciones de los dispositivos reales respecto de sus hojas de especificaciones, y por este motivo se suelen dejar 2 dB de margen para compensar este efecto.
- **Envejecimiento del enlace.** Con el paso de los años un determinado enlace pierde prestaciones de funcionamiento, lo que se puede traducir en unas pérdidas de OSNR. En general, se suele dejar 2 dB de margen para este término.

De este modo, para tener en cuenta todos estos factores, aumentamos la OSNR objetivo hasta los 21,6 dB en 0,1 nm, en lugar de los 12,6 dB iniciales.

#### Nota

*PMD, PDL y PDG* son las degradaciones más típicas que podemos encontrar que tienen que ver con el estado de polarización de las señales ópticas. Los tres son términos abreviados del inglés:

- *PMD*, de *polarization mode dispersion*.
- *PDL*, de *polarization dependent losses*.
- *PDG*, de *polarization dependent gain*.

Dicho esto, podemos proceder a ver cómo sería el resto del enlace. Para empezar, podemos asumir que en transmisión tenemos una potencia de salida de 0 dBm por canal y que operamos en torno a los 1.550 nm.

Dado que se trata de un enlace de larga distancia, habrá que compensar la dispersión de alguna manera. La manera más común consiste en utilizar fibra compensadora de dispersión. Este tipo de fibras compensan del orden de 100 ps/nm·km, mientras que la fibra estándar introduce 16 ps/nm·km. De este modo, dividimos el enlace en 10 trozos de 100 km, algo que hemos visto en la figura 9 que podía ser una buena aproximación para tener una OSNR relativamente buena para enlaces largos. Por lo tanto, cada 100 km tendremos una dispersión acumulada de unos 1.600 ps/nm. Esto hace que para compensarla, necesitemos 16 km de fibra compensadora de dispersión. Observad que estos 16 km de fibra compensadora estarán enrollados en una bobina y se colocarán dentro de un armario donde tendremos también el amplificador óptico.

A cada 100 km de enlace, tendremos un armario donde estará la fibra compensadora de dispersión y un amplificador óptico. Observad que las pérdidas que tiene que compensar el amplificador son las de 100 km de fibra estándar, además de los 16 km de fibra compensadora de dispersión. En cuanto a atenuaciones, consideraremos que la fibra estándar tiene 0,25 dB/km, mientras que la fibra compensadora de dispersión atenúa a razón de 0,4 dB/km. De este modo, las pérdidas totales que tendrá que compensar el amplificador óptico serán de 31,4 dB.

Necesitaremos, pues, que los amplificadores ópticos de cada armario nos den una ganancia para compensar las pérdidas de 31,4 dB. Estos amplificadores ópticos suelen ser EDFA, con un factor de ruido típico entre los 5 dB y los 6 dB. En nuestro caso, consideraremos un factor de ruido de 6 dB. Con esto ya tenemos todos los parámetros para calcular la OSNR acumulada en el enlace a partir de la ecuación (47):

- $P_o$  es la potencia de salida del transmisor, 0 dBm.
- $N$  es el número de trozos de 100 km,  $N = 10$ .
- $F_n$  son 6 dB.
- $\nu_o$  son 193,5 THz (correspondientes a los 1.550 nm).
- $L$  son 31,4 dB.
- $B_o$  es el ancho de banda de medida de OSNR (12,5 GHz, 0,1 nm).

Si hacemos las operaciones, obtenemos una OSNR acumulada de 10,5 dB, insuficiente para las prestaciones deseadas. Por lo tanto, necesitaremos mejorar la OSNR del enlace.

Una manera de mejorar el enlace consiste en introducir una codificación correctora de errores. Si codificamos los bits enviados e introducimos una cierta redundancia, el sistema será capaz de corregir errores y, por lo tanto, podremos fijarnos una probabilidad de error objetivo más baja y así reducir notablemente la OSNR objetivo. Para enlaces de larga distancia, se puede usar una codificación que permite fijarnos probabilidades de error de  $10^{-3}$ , pero nos fuerza a incrementar un 7% la velocidad de bit. Esto quiere decir que para tener una velocidad de bit neta de 10 Gb/s, deberemos transmitir a 10,7 Gb/s. A pesar de esto, dado que el incremento es muy pequeño, lo podemos negligir y usar el valor de OSNR de la tabla 4 para 10 Gb/s. Allí podemos ver que para una probabilidad de error de  $10^{-3}$ , necesitaremos una OSNR de 7,6 dB. Si a este valor añadimos el margen de 9 dB que hemos encontrado para considerar las degradaciones inherentes al sistema, tendremos que ahora la OSNR objetivo es de 16,6 dB. Por lo tanto, aunque logramos una mejora de la OSNR objetivo, no somos capaces de llegar aquí con el enlace que hemos diseñado.

Como hemos visto antes, una de las maneras para mejorar la OSNR acumulada a lo largo de un determinado enlace consiste en reducir la distancia entre amplificadores. De este modo, si en lugar de distanciarlos 100 km los distanciamos 50 km, podemos recalcular la OSNR y ver cómo mejora. Observad que ahora  $N = 20$  y  $L$  se reduce notablemente. En concreto, ahora la dispersión acumulada por cada 50 km es de 800 ps/nm y solo tenemos que introducir 8 km de fibra compensadora de dispersión en cada armario. Por lo tanto,  $L = 15,7$  dB. Si volvemos a hacer las operaciones con la ecuación (47), nos da una OSNR de 23,2 dB, con lo que cumplimos (y sobrepasamos) el objetivo de 21,6 dB que nos habíamos fijado inicialmente. Como contrapartida, estaremos desplegando el doble de amplificadores, lo que no siempre es deseable desde el punto de vista del operador porque eleva los costes de mantenimiento.

Por último, una tercera manera de mejorar el enlace pasa por introducir amplificación híbrida Raman-EDFA, en combinación con bajar la OSNR objetivo empleando códigos

correctores de errores. Concretamente, podemos volver a la distancia entre amplificadores de 100 km y para la etapa de amplificación, podemos emplear el esquema de bombeo contrapropagante de la figura 13. Teniendo en cuenta esto, recalculamos el factor de ruido total de acuerdo con la ecuación (52).

A modo de ejemplo, podemos asumir que el bombeo Raman se fija en los 1.450 nm, que da 800 mW y se acopla a la fibra mediante un acoplador 50:50, que nos introduce unas pérdidas de 3 dB en todas las direcciones de propagación. Por lo tanto,  $L_R = 3$  dB y la potencia neta de bombeo en la fibra estándar será de 400 mW. Con esta potencia de bombeo, teniendo en cuenta que la fibra estándar tiene un coeficiente de  $C_R \approx 0.7 \cdot 10^{-3}$  W/m, a los 1.550 nm tendremos una ganancia Raman de 21,3 dB y un factor de ruido de -3,9 dB a los 100 km.

Observad que los 10,1 dB de ganancia restantes para llegar a compensar las pérdidas del enlace (31,4 dB) los proporciona el EDFA. Al ser el factor de ruido del EDFA de 6 dB, tenemos todo lo necesario para recalcular el factor de ruido total de acuerdo con la ecuación (52). Encontramos que ahora es de  $F_n = -3.4$  dB. A continuación, sustituimos este valor en la ecuación (47) manteniendo los valores de  $L = 31,4$  dB y  $N = 10$ . Esto nos da una OSNR de 16,9 dB, ligeramente por encima de los 16,6 dB necesarios para una buena detección utilizando códigos correctores de errores.



### 3. Sistemas coherentes

Hasta hace unos años, las comunicaciones ópticas eran, en cierto sentido, tan primitivas como cuando las comunicaciones de radio empleaban los receptores de radio galena. La razón era que no había necesidad de recuperar la información de la fase de la portadora óptica.

En un principio, se hizo mucha investigación en sistemas coherentes durante los años ochenta y principio de los noventa, y se entendían como una manera de extender la distancia máxima de transmisión. Sin embargo, se abandonaron por sus limitaciones de índole electrónica y, sobre todo, por la irrupción del EDFA a principios de los noventa.

Veinte años más tarde, la tecnología era ya mucho más avanzada y la incorporación de sistemas más rápidos de procesamiento de la señal propició que se desarrollaran mucho más rápidamente y se adoptaran como estándar para los sistemas de comunicaciones a 100 Gb/s.

Los sistemas coherentes presentan muchas ventajas respecto a los sistemas convencionales de detección directa, gracias a su selectividad en frecuencia y baja sensibilidad. De este modo, cuando se emplea un receptor coherente en un entorno WDM, la selección del canal se puede hacer después de la fotodetección, es decir, se haría con un filtro eléctrico en lugar de un filtro óptico, de modo que la selectividad en frecuencia sería definida por las prestaciones de este filtro.

En lo que respecta a la sensibilidad, la recepción coherente hace posible el uso de formatos de modulación como el PSK o el QAM. Esta es la razón por la que se puede mejorar la sensibilidad de 10 dB a 25 dB en comparación con sistemas IM/DD.

#### Referencia bibliográfica

John M. Senior (1985). *Optical fiber communications. Principles and practice*. Prentice Hall.

Tabla 5. Formatos de modulación básicos y sus diferencias en SNR

	IM-DD	Heterodina		Homodina	
		ASK	PSK	ASK	PSK
IM-DD		10/25 dB	16/31 dB	13/28 dB	19/34 dB
ASK Het.	-10/-25 dB		6 dB	3 dB	9 dB
PSK Het.	-16/-31 dB	-6 dB		3 dB	3 dB
ASK Hom.	-13/-28 dB	-3 dB	-3 dB		6 dB
PSK Hom.	-19/-34 dB	-9 dB	-3 dB	-6 dB	

### 3.1. Sistema ideal

La principal diferencia entre la detección directa y los sistemas coherentes es que la señal recibida se mezcla con un láser local de referencia. Esta mezcla idealmente se lleva a cabo en un acoplador, y la combinación de todas las señales se fotodetecta a continuación. Esto se puede ver en la figura 22. De este modo, la corriente después de la fotodetección  $I_p(t)$  contiene toda la información del campo óptico recibido.

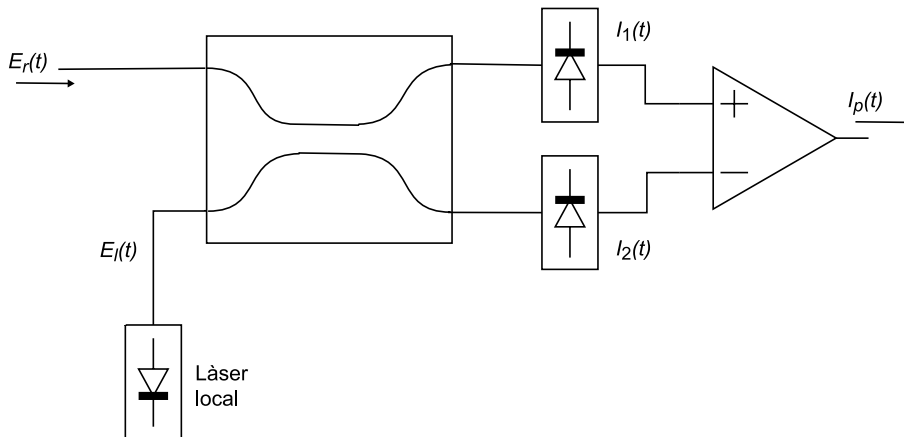


Figura 22. Receptor coherente utilizando fotodetección balanceada

Formalmente, podemos expresar una señal óptica que entra en el receptor del esquema de la figura 22 de la manera siguiente.

$$E_r(t) = \sqrt{P_r} \exp(j(\omega_r t + \phi_r(t))) \quad (121)$$

Del mismo modo, podemos expresar el campo correspondiente al oscilador local como:

$$E_l(t) = \sqrt{P_l} \exp(j(\omega_l t + \phi_l(t))) \quad (122)$$

Como convenio, se asume que el acoplador óptico presenta la matriz de transferencia siguiente:

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \quad (123)$$

Por lo tanto, las corrientes resultantes  $I_1(t)$  y  $I_2(t)$  a la salida del fotodetector se pueden expresar como:

#### Lectura de la fórmula (121)

$E_r(t)$ : campo óptico recibido.  
 $P_r$ : potencia de la señal recibida.  
 $\phi_r(t)$ : fase de esta señal.  
 $\omega_r$ : frecuencia correspondiente a la longitud de onda nominal.

#### Lectura de la fórmula (122)

$E_l(t)$ : campo óptico del oscilador local.  
 $P_l$ : potencia.  
 $\phi_l(t)$ : fase.  
 $\omega_l$ : frecuencia.

$$I_1(t) = R\sqrt{\frac{1}{2}} (E_r(t) + E_l(t))^2 \quad (124)$$

$$= \frac{R}{2}(P_r + P_l) + R\sqrt{P_r P_l} \cos(\Delta\omega t + \phi_r(t) - \phi_l(t)) \quad (125)$$

$$I_2(t) = R\sqrt{\frac{1}{2}} (E_r(t) - E_l(t))^2 \quad (126)$$

$$= \frac{R}{2}(P_r + P_l) - R\sqrt{P_r P_l} \cos(\Delta\omega t + \phi_r(t) - \phi_l(t)) \quad (127)$$

**Lectura de las fórmulas  
(124)-(127)**

$R$ : responsividad del fotodiodo.  
 $\Delta\omega = \omega_r - \omega_l$ : diferencia de frecuencias entre oscilador local y señal recibida.

Así pues, la corriente después del detector balanceado,  $I_p(t)$ , se puede escribir como:

$$I_p(t) = I_1(t) - I_2(t) \quad (128)$$

$$= 2R\sqrt{P_r P_l} \cos(\Delta\omega t + \phi_r(t) - \phi_l(t)) \quad (129)$$

Vemos, pues, que a la salida de la fotodetección se obtiene una señal eléctrica que contiene las informaciones de potencia, frecuencia y fase combinadas entre la señal recibida y el oscilador local, utilizado como referencia.

Si nos fijamos en la diferencia de frecuencias  $\Delta\omega$ , podemos clasificar los sistemas coherentes en dos tipos: heterodino y homodino.

### 3.1.1. Sistemas heterodinios

En los sistemas heterodinios, la señal recibida se baja a una frecuencia intermedia ( $\Delta\omega > 0$ ) típicamente más alta que la velocidad de símbolo de la señal recibida. Después, en un segundo paso, esta señal a frecuencia intermedia se condiciona y se mezcla con un oscilador eléctrico. Esta última mezcla permite el traslado a banda base de la señal recibida. Dentro del acondicionamiento de la señal de frecuencia intermedia, se incluye la sincronización y el filtrado de paso banda, por lo que este esquema resulta muy parecido al que se utiliza en radiocomunicaciones. A pesar de esto, presenta una serie de inconvenientes:

- La frecuencia intermedia suele ser muy alta y limita la funcionalidad de la electrónica asociada.
- Se dobla el espectro eléctrico, de modo que se tiene una penalización de 3 dB en términos de potencia. Esto se puede ver en la figura 23.
- En caso de estar en un entorno multicanal, sería necesario un filtro óptico adicional para evitar problemas con la frecuencia imagen.

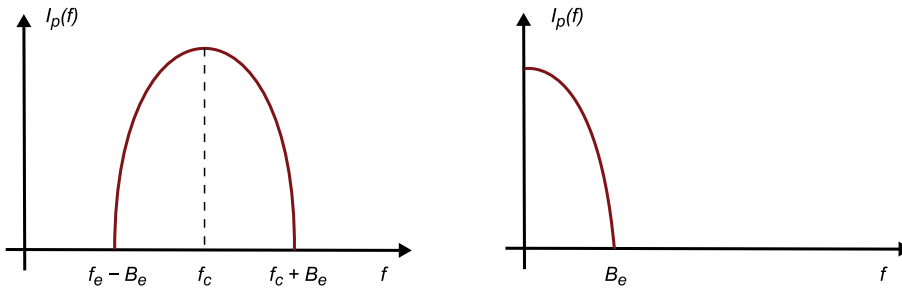


Figura 23. Comparación entre los espectros eléctricos homodinos y heterodinos justo después de la fotodetección

En la figura 24, podéis ver un esquema típico de detección heterodina. Como antes,  $I_p(t)$  es la corriente resultante de la fotodetección, pero con un traslado a una frecuencia intermedia conocida:

$$I_p(t) = 2R\sqrt{P_r P_l} \cos(2\pi f_c t + \phi_r(t) - \phi_l(t)) \quad (130)$$

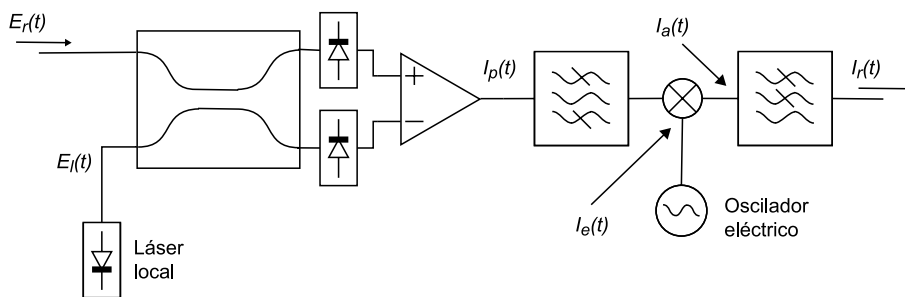


Figura 24. Receptor heterodino con fotodetección balanceada

**Lectura de la fórmula (130)**

Se ha tenido en cuenta que  $\Delta\omega = 2\pi f_c$ , siendo  $f_c$  la frecuencia intermedia.

Justo después de la fotodetección, se hace un filtrado de paso banda para reducir el ruido y quedarnos solo con la señal útil. A continuación, se hace la mezcla con la señal  $I_e(t)$ , proveniente de un oscilador eléctrico:

$$I_e(t) = A \cos(2\pi f_c t) \quad (131)$$

Y el resultado es:

$$\begin{aligned} I_a(t) &= 2R\sqrt{P_r P_l} A \cos(2\pi f_c t) \cos(2\pi f_c t + \phi_r(t) - \phi_l(t)) = \\ &= R\sqrt{P_r P_l} A [\cos(\phi_r(t) - \phi_l(t)) + \cos(4\pi f_c t + \phi_r(t) - \phi_l(t))] \end{aligned} \quad (132)$$

De este modo,  $I_a(t)$  se pasa por un filtro de paso bajo para rechazar el término a frecuencia doble ( $2f_c$ ). El resultado,  $I_r(t)$ , lo podemos escribir como:

$$I_r(t) = R\sqrt{P_r P_l} A \cos(\phi_r(t) - \phi_l(t)) \quad (133)$$

Como detalle, hay que notar que para construir un receptor heterodino hay que diseñar muy bien la frecuencia intermedia  $f_c$ . De acuerdo con la figura 23, y teniendo en cuenta que hay que hacer la bajada de frecuencia correctamente, interesará que sea al menos dos veces el ancho de banda de la señal  $I_r(t)$ . Por

**Nota**

BPSK es la abreviatura de la forma inglesa *binary phase shift keying*.

ejemplo, para una señal BPSK de 10 Gb/s se puede considerar un ancho de banda de 3 dB de 7,5 GHz, y se necesita trabajar a una frecuencia intermedia de al menos 15 GHz.

**Ejemplo: detección de una señal BPSK**

A modo de ejemplo, vemos cómo sería la detección heterodina de una señal BPSK.

Para la BPSK, los bits se codifican en dos símbolos diferentes: 0 y  $\pi$ . De este modo, los componentes  $I$  y  $Q$  de la señal codificada serán tal y como se presentan en la figura 25. Hay que notar que para el receptor propuesto, la recepción se hace sobre el eje real (componente  $I$ ).

**Referencia bibliográfica**

J. G. Proakis (2001). *Digital Communications*. McGraw-Hill.

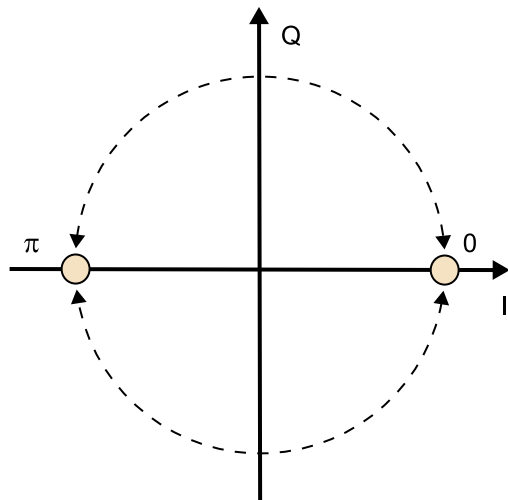


Figura 25. Representación de la constelación BPSK en el plano IQ.

Formalmente, esto quiere decir que si no hay errores de fase,  $\phi_r(t) - \phi_f(t) = d(t)$ , donde  $d(t)$  vale 0 o  $\pi$  dependiendo de los bits transmitidos. Por ejemplo, podemos suponer que  $d(t)$  vale 0 para los 0 y  $\pi$  para los 1.

La señal fotodetectada después de la detección balanceada  $I_p(t)$  pasa por la etapa de frecuencia intermedia y se baja a banda base, de modo que se obtiene la señal  $I_r(t)$ . Esta se filtra de paso bajo por un filtro adaptado y después entra en un bloque de muestreo y decisión. De este modo, la decisión se lleva a cabo cuando  $I_r(t)$  se ha filtrado. De momento, asumimos que la corriente de detección  $I_p(t)$  solo fluctúa por los ruidos impulsivo y térmico. Por lo tanto, podemos reescribir  $I_p(t)$ , ahora con un cierto ruido  $n(t)$ :

$$I_p(t) = 2R\sqrt{P_r P_l} \cos(2\pi f_c t + d(t)) + n(t) \tag{134}$$

La varianza de las fluctuaciones de corriente  $n(t)$  se puede obtener de acuerdo con lo que hemos visto antes:

$$\sigma^2 = \sigma_s^2 + \sigma_i^2 \tag{135}$$

$$\sigma_s^2 = 2q(R(P_r + P_l) + I_d)B \tag{136}$$

$$\sigma_i^2 = \frac{4KTBF_n}{r_l} \tag{137}$$

**Lectura de las fórmulas (136) y (137)**

$I_d$ : corriente de oscuridad del fotodiodo.

$q$ : carga del electrón.

$B$ : ancho de banda eléctrico.

$K$ : constante de Boltzmann.

$T$ : temperatura.

$F_n$ : factor de ruido de la parte eléctrica del receptor.

$r_l$ : impedancia de la parte eléctrica.

Observad que hemos asumido fotodetectores PIN y no APD. La razón es que en la detección coherente, la potencia necesaria para detectar bien las señales recibidas depende más de la potencia del oscilador local que de la ganancia de los fotodetectores. Por este motivo, el incremento de ganancia por el hecho de emplear fotodetectores APD no son notables, si bien por el contrario resultan más caros.

De aquí, podemos seguir los pasos anteriores y obtener  $I_r(t)$ :

$$I_r(t) = R\sqrt{P_r P_l} \text{Acos}(\phi_r(t) - \phi_l(t)) + \frac{A}{2} n(t) \quad (138)$$

A partir de aquí, podemos expresar la corriente de los 0 y de los 1 de manera similar a como lo hemos hecho antes:

$$I_1 = -R\sqrt{P_r P_l} A \quad (139)$$

$$I_0 = R\sqrt{P_r P_l} A \quad (140)$$

Del mismo modo, podemos escribir también la varianza del ruido de los 1 y de los 0:

$$\sigma_1^2 = \sigma_0^2 = \frac{A^2}{4} \sigma^2 \quad (141)$$

A partir de este modelo, nos es posible calcular la relación señal-ruido (SNR) como la división entre la potencia media de la señal y la potencia media del ruido:

$$\text{SNR} = \frac{\langle I \rangle^2}{\sigma^2} \quad (142)$$

$$= \frac{4R^2 P_r P_l}{2q(R(P_r + P_l) + I_d)B + \frac{4KTF_n B}{r_l}} \quad (143)$$

### Nota

SNR es la abreviatura más común para referirnos a la relación señal útil a ruido. Proviene del inglés *signal to noise ratio*.

Observad que en la ecuación anterior, hemos asumido que la mayor contribución de ruido proviene del fotodiodo, aunque sea el ruido térmico. Este ruido también se baja de  $f_c$  a banda base mediante la multiplicación por  $I_e(t)$ . Por lo tanto, a pesar de que  $I_r(t)$  depende de la amplitud de  $I_e(t)$ , la relación señal-ruido no depende de la misma.

Es importante ver que puesto que las contribuciones de ruido provienen del fotodiodo, momento en el que la señal todavía está centrada en  $f_c$ ,  $B$  es el doble del ancho de banda de la señal de banda base.

Observad también que hemos definido la SNR a nuestra conveniencia, de modo que la SNR sea fácilmente relacionable con el factor  $Q$  definido antes y se haga  $\text{SNR} = Q^2$ .

Asumiendo que los símbolos son equiprobables, la probabilidad de error en el bit se puede calcular como:

$$P_e = \frac{1}{2}[P(0|1) + P(1|0)] \quad (144)$$

### Lectura de la fórmula (144)

$P(0|\pi)$ : probabilidad de decidir 0 cuando se recibe  $\pi$ .

$P(\pi|0)$ : es la probabilidad de decidir  $\pi$  cuando recibimos 0.

Como se puede ver en la figura 25, el único cambio entre 0 y  $\pi$  se encuentra en el eje real y manteniendo el módulo del fasor constante. De este modo, el umbral de decisión óptimo se sitúa en el punto de  $I_r(t) = 0$ . Si simplificamos el desarrollo y asumimos que la estadística del ruido es gaussiana, las probabilidades condicionadas se pueden escribir como:

$$P(0|\pi) = P(\pi|0) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{\text{SNR}}{2}}\right) \quad (145)$$

Por lo tanto, la probabilidad de error en el bit  $P_e$  se puede calcular como:

$$P_e = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{\text{SNR}}{2}}\right) \quad (146)$$

En la figura 26, podéis ver cómo la probabilidad de error varía con la SNR. Normalmente, la sensibilidad del receptor se suele dar a partir de una probabilidad de error determinada. Así pues, para una probabilidad de error de  $P_e = 10^{-9}$ , la sensibilidad será aquella potencia  $P_r$  que corresponda a una SNR de 15,6 dB. Los valores relevantes de la SNR y las correspondientes probabilidades de error podéis verlos en la tabla 6.

Tabla 6. Valores relevantes de  $P_e$  y SNR

Probabilidad de error	SNR
$10^{-3}$	9,8 dB
$10^{-4}$	11,5 dB
$10^{-9}$	15,6 dB
$10^{-10}$	16,1 dB
$10^{-15}$	18,0 dB

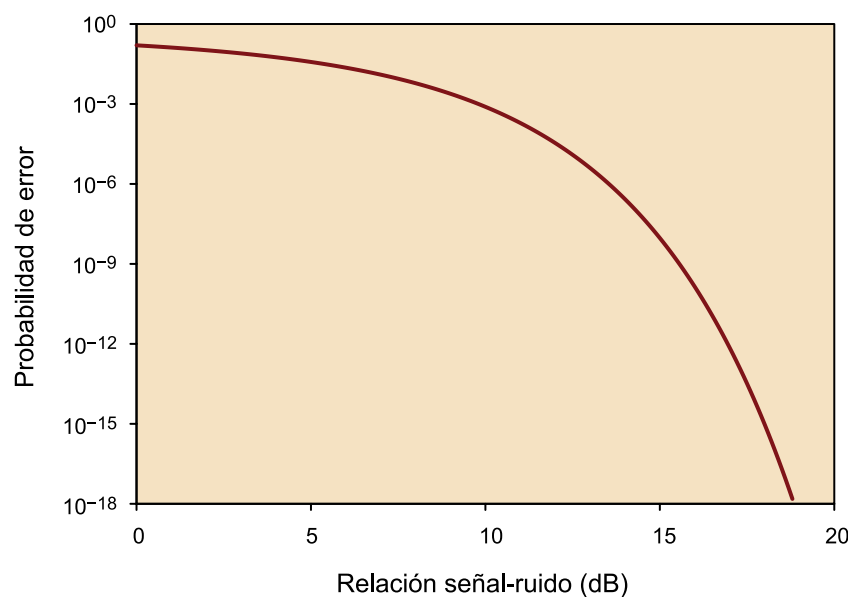


Figura 26. Probabilidad de error en el bit para una señal BPSK en función de la relación señal-ruido

### 3.1.2. Sistemas homodinos

A primera vista, una simplificación de los sistemas heterodinos son los sistemas homodinos, en los que la frecuencia intermedia es nula. Esto evita el hecho de utilizar componentes electrónicos de muy alta frecuencia, los problemas de frecuencia imagen y la penalización de 3 dB debida al hecho de tener el doble de ancho de banda después de fotodetección. A pesar de todo, presenta otros problemas relacionados con el hecho de tener que sincronizar el láser local con la señal recibida:

- El ruido de fase de los láseres tiene un gran impacto en las prestaciones del sistema.
- El lazo del control de sincronización suele presentar un gran retraso respecto a la velocidad de bit, por lo que penaliza su recepción.

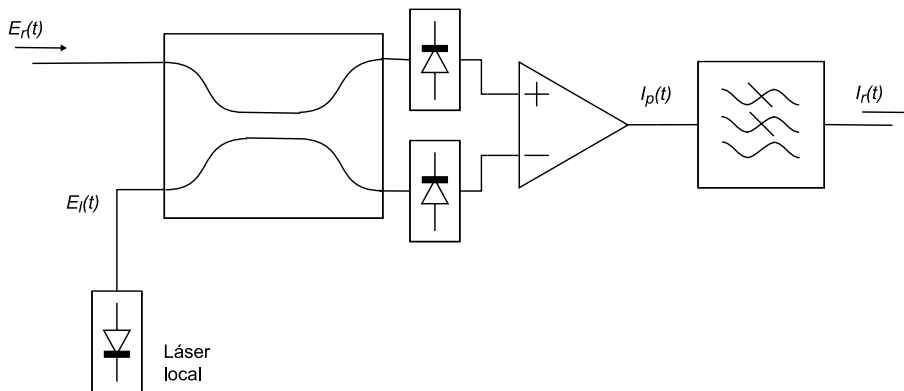


Figura 27. Receptor coherente homodino con fotodetección balanceada

Los sistemas ópticos homodinos fueron introducidos durante los años ochenta, cuando uno de los principales campos de investigación era el de los sistemas ópticos coherentes. Para sincronizar el láser local con la señal recibida, se utilizaba un módulo óptico-electrónico de enganche de fase en forma de lazo. El problema que tenía este sistema era que el camino óptico introducía un retraso no negligible en el lazo, lo que se traducía en una penalización significativa. Para evitarla, era necesario utilizar láseres de muy poco ancho de línea.

En la figura 27, podéis ver un esquema típico de sistema óptico homodino. Básicamente es el mismo que el heterodino, pero con la diferencia de que se ha suprimido la etapa de frecuencia intermedia. De este modo,  $I_r(t)$  es lo mismo que  $I_p(t)$ , pero una vez se ha pasado por el filtro adaptado. Formalmente, podremos expresar  $I_p(t)$  de manera parecida al caso del receptor heterodino:

$$I_p(t) = 2R\sqrt{P_r P_l} \cos(\phi_r(t) - \phi_l(t)) \quad (147)$$

#### Nota

Este tipo de lazos se conocen como lazos de enganche de fase ópticos, en inglés *optical phase-locked loops*.



### Ejemplo: detección de una señal PSK

En este caso, podemos seguir con el ejemplo anterior de la detección de la señal BPSK y ver cómo sería. De hecho, como en el caso anterior, podemos hacer que  $\phi_r(t) - \phi_l(t) = d(t)$ , y reescribir las corrientes de los 1 y de los 0 como:

$$I_1 = -2R\sqrt{P_r P_l} \quad (148)$$

$$I_0 = 2R\sqrt{P_r P_l} \quad (149)$$

Del mismo modo, podemos escribir también la varianza del ruido de los 1 y de los 0:

$$\sigma_1^2 = \sigma_0^2 = \sigma^2 = \sigma_s^2 + \sigma_t^2 \quad (150)$$

Así, podemos ver que la expresión de la SNR no varía y vuelve a ser:

$$\text{SNR} = \frac{4R^2 P_r P_l}{2q(R(P_r + P_l) + I_d)B + \frac{4KTF_n B}{r_l}} \quad (151)$$

Sin embargo, es importante notar que en este caso  $B$  es directamente el ancho de banda de la señal en banda base, por lo que estamos obteniendo un incremento de SNR de 3 dB. Dicho de otro modo, en términos de probabilidad de error y de acuerdo con las hipótesis que asumimos, un sistema BPSK heterodino de 10 Gb/s se comporta igual que un sistema BPSK homodino de 20 Gb/s.

### 3.1.3. Diversidad de fase

Otro sistema, a medio camino entre los heterodinos y los homodinos, vino más tarde y explotó el tema de la diversidad de fase. El objetivo principal de estos sistemas es intentar obtener una recepción con las ventajas de los sistemas homodinos, pero evitando el problemático lazo de enganche de fase. De este modo, se fija una frecuencia intermedia  $\Delta\omega \simeq 0$  y se deja que la sincronización entre el láser local y la portadora de la señal recibida se haga en un posprocesamiento de la señal. Por lo tanto, se emplea un láser como oscilador local sin un control estricto de fase, lo que reduce la complejidad de la circuitería electrónica asociada.

El esquema de estos tipos de receptores lo podéis ver en la figura 28. Básicamente, consta de un híbrido óptico de  $90^\circ$  que proporciona las combinaciones adecuadas entre señal recibida y láser local para obtener los componentes  $I$  y  $Q$  de las mezclas después de la fotodetección.

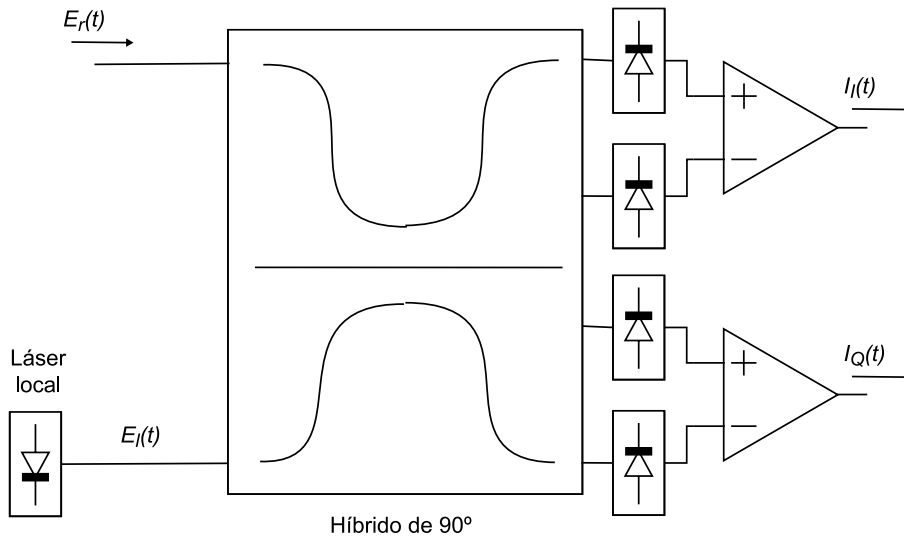


Figura 28. Esquema de un cabezal con diversidad de fase

Como hemos visto antes, el híbrido tiene una función de transferencia que se puede describir como:

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \sqrt{1-k} & \sqrt{k} \\ \sqrt{1-k} & -\sqrt{k} \\ \sqrt{k} & j\sqrt{1-k} \\ \sqrt{k} & -j\sqrt{1-k} \end{bmatrix} \quad (152)$$

**Lectura de la fórmula (152)**

*k*: idealmente 1/2

Por lo tanto, los campos a las salidas del híbrido (y a la entrada de cada fotodetector) se pueden calcular a partir de la combinación:

$$\begin{bmatrix} E_{I1}(t) \\ E_{I2}(t) \\ E_{Q1}(t) \\ E_{Q2}(t) \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \sqrt{1-k} & \sqrt{k} \\ \sqrt{1-k} & -\sqrt{k} \\ \sqrt{k} & j\sqrt{1-k} \\ \sqrt{k} & -j\sqrt{1-k} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_r(t) \\ E_l(t) \end{bmatrix} \quad (153)$$

Esto nos da las combinaciones siguientes para ser fotodetectadas:

$$E_{I1}(t) = E_r(t)\sqrt{\frac{1-k}{2}} + E_l(t)\sqrt{\frac{k}{2}} \quad (154)$$

$$E_{I2}(t) = E_r(t)\sqrt{\frac{1-k}{2}} - E_l(t)\sqrt{\frac{k}{2}} \quad (155)$$

$$E_{Q1}(t) = E_r(t)\sqrt{\frac{k}{2}} + jE_l(t)\sqrt{\frac{1-k}{2}} \quad (156)$$

$$E_{Q2}(t) = E_r(t)\sqrt{\frac{k}{2}} - jE_l(t)\sqrt{\frac{1-k}{2}} \quad (157)$$

De este modo, las corrientes de cada fotodetector las podemos expresar como:

$$I_{I1}(t) = RE_{I1}(t)^2 = \frac{R}{2}((1-k)P_r + kP_l) + R\sqrt{k(1-k)P_rP_l} \cos(\Delta\omega t + \phi_e(t)) \quad (158)$$

$$I_{I2}(t) = RE_{I2}(t)^2 = \frac{R}{2}((1-k)P_r + kP_l) - R\sqrt{k(1-k)P_rP_l} \cos(\Delta\omega t + \phi_e(t)) \quad (159)$$

$$I_{Q1}(t) = RE_{Q1}(t)^2 = \frac{R}{2}(kP_r + (1-k)P_l) + R\sqrt{k(1-k)P_rP_l} \sin(\Delta\omega t + \phi_e(t)) \quad (160)$$

$$I_{Q2}(t) = RE_{Q2}(t)^2 = \frac{R}{2}(kP_r + (1-k)P_l) - R\sqrt{k(1-k)P_rP_l} \sin(\Delta\omega t + \phi_e(t)) \quad (161)$$

**Lectura de las fórmulas  
(158)-(161)**

$$\phi_e(t) = \phi_r(t) - \phi_l(t)$$

Finalmente, podemos encontrar las corrientes en la salida de cada detector balanceado, que nos da los componentes  $I$  y  $Q$  de la señal recibida:

$$I_I(t) = I_{I1}(t) - I_{I2}(t) \quad (162)$$

$$= 2R\sqrt{k(1-k)P_rP_l} \cos(\Delta\omega t + \phi_e(t)) \quad (163)$$

$$I_Q(t) = I_{Q1}(t) - I_{Q2}(t) \quad (164)$$

$$= 2R\sqrt{k(1-k)P_rP_l} \sin(\Delta\omega t + \phi_e(t)) \quad (165)$$

Para simplificar, podemos particularizar en  $k = 1/2$  y  $\Delta\omega t \simeq 0$ , de modo que obtenemos:

$$I_I(t) = R\sqrt{P_rP_l} \cos(\phi_e(t)) \quad (166)$$

$$I_Q(t) = R\sqrt{P_rP_l} \sin(\phi_e(t)) \quad (167)$$

A partir de aquí, resulta muy sencillo obtener una estimación del campo óptico recibido teniendo en cuenta también el láser local:

$$\hat{S}(t) = R\sqrt{P_rP_l} \exp(j\phi_e(t)) \quad (168)$$

Como hemos dicho, en un bloque de posprocesamiento se hace una estimación de la fase de la señal recibida y una posterior compensación del deterioro de la señal óptica, mediante procesamiento electrónico y/o digital de la señal. Por lo tanto, para conseguir un funcionamiento correcto hay que obtener los componentes  $I$  y  $Q$  de la combinación entre la señal recibida y el oscilador local.

#### **Ejemplo: detección de una señal PSK**

A partir de la ecuación (168), resulta muy directa la detección de cualquier modulación compleja. En el caso de asumir un ruido en fotodetección, reescribimos la ecuación (168) como:

$$\hat{S}(t) = R\sqrt{P_r P_l} \exp(j\phi_e(t)) + n(t) \quad (169)$$

$n(t) = n_I(t) + jn_Q(t)$  es un proceso complejo que nos añade ruido. De hecho, el componente real ( $n_I(t)$ ) e imaginario ( $n_Q(t)$ ) de este ruido se corresponde con los ruidos impulsivo y térmico de los fotodetectores de los detectores balanceados de cada uno de los componentes.

Ahora bien, si consideramos que  $\phi_e(t) = d(t)$  no contiene ningún ruido y solo incluye los datos (como en los casos anteriores), únicamente debemos considerar el componente real ( $I$ ), por lo que podremos expresar la relación señal-ruido teniendo en cuenta solo la contribución  $I_I(t)$ :

$$\text{SNR} = \frac{R^2 P_r P_l}{2qR\left(\frac{P_r + P_l}{2}\right) + I_d)B + \frac{4KTF_n B}{r_l}} \quad (170)$$

Observad que ahora la SNR resulta un poco distinta de la del caso homodino. Esto se debe al hecho de que, aunque los fotodetectores se han asumido iguales entre sí e iguales al caso anterior, la potencia óptica que llega a cada fotodetector es de la cuarta parte por las pérdidas que introduce el híbrido de 90°.

De este modo, en caso de que predomine el ruido térmico por encima del ruido impulsivo, estaremos teniendo unas pérdidas de 6 dB respecto del caso homodino.

## 3.2. Esquemas de modulación y recepción

Aquí presentaremos y analizaremos un caso más práctico de los sistemas coherentes: el QPSK multiplexado en polarización. Este sistema es el que se utiliza como estándar para la transmisión de 40 Gb/s y 100 Gb/s. Para el caso de 40 Gb/s, también está estandarizada la implementación con la modulación de intensidad y detección directa.

Puesto que el ancho de banda de los componentes electrónicos es limitado, desde los entes de estandarización se ha optado por apostar por la multiplexación en polarización y transmitir en dos estados de polarización ortogonales. Así, junto con el empleo del QPSK –modulación que permite 2 bits por símbolo–, se reduce el ancho de banda necesario en un factor de 4.

### 3.2.1. Transmisión de un sistema QPSK multiplexado en polarización

Se trata de llevar a cabo una modulación de fase a cuatro niveles, en dos polarizaciones ortogonales. La constelación empleada se puede ver en la figura 29. Normalmente, las polarizaciones que se usan son horizontal y vertical (H y V), por simplicidad a la hora de implementarlas.

#### Nota

Con QPSK nos referimos a la modulación de fase en cuadratura, donde el espacio de fase se divide en cuatro posibles estados para contener los símbolos. La abreviatura QPSK proviene del término inglés *quadrature phase shift keying*.

#### Ved también

Para seguir correctamente los apartados siguientes, recomendamos que se haga una lectura del anexo, en el que se explican los conceptos básicos de polarización de la luz y su tratamiento.

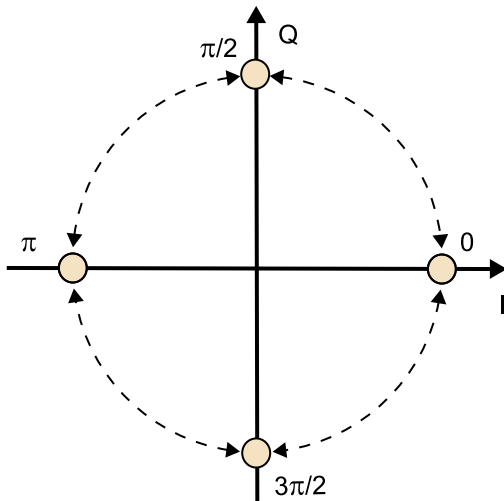


Figura 29. Representación de la constelación QPSK en el plano IQ.

En la figura 30, se puede ver un esquema de implementación. Allí, un láser, convenientemente polarizado a  $+45^\circ$ , proporciona un haz de luz que se descompone en dos mediante un divisor de polarización (PBS). Cada uno de estos tiene estados de polarización ortogonales (horizontal y vertical). A continuación, cada haz pasa a través de un modulador IQ, donde se implementa la constelación QPSK.

Observad que se utiliza un combinador de polarización (PBC) para combinar las dos salidas. De manera ideal, con un acoplador sería suficiente para combinar las dos señales. No obstante, en la práctica, los divisores de polarización tienen una cierta diafonía entre salidas, lo que provoca que cada una de las salidas de los moduladores IQ tenga una pequeña contribución en el estado de polarización que no toca. Por ejemplo, en la rama H se tendrían también datos modulados en el componente V, aunque fuera a 20 dB por debajo. Así, para minimizar este problema, se pone un combinador de polarización para combinar las salidas de los moduladores de los estados H y V.

### 3.2.2. Recepción de un sistema QPSK multiplexado en polarización con diversidad de fase y polarización

Uno de los motivos para apostar por los sistemas de diversidad del que no se ha hablado hasta ahora es el hecho de que en la recepción coherente también se depende del estado de polarización. De este modo, para una combinación óptima, los estados de polarización tanto de la señal recibida como del oscilador local tienen que ser los mismos.

Por este motivo, se utiliza un esquema con diversidad de polarización que de paso también permite una recepción de señal multiplexada en polarización para que se pueda recuperar el estado de polarización de la señal recibida. A pesar de esto, cuando se implementa la diversidad de polarización, el cabezal receptor se hace notablemente más complejo. En la figura 31 podemos ver este esquema. Básicamente, se trata de dos receptores de diversidad de fase, com-

#### Nota

Con las abreviaturas PBS y PBC nos referimos a los divisores y combinadores de polarización, dispositivos capaces de dividir/combinar la señal en sus componentes de estados de polarización ortogonales. PBC proviene del inglés *polarization beam combiner* y PBS, de *polarization beam splitter*.

binados de manera adecuada con unos divisores de polarización. A continuación, haremos un análisis de cómo interactúan las señales ópticas y eléctricas en este tipo de receptores.

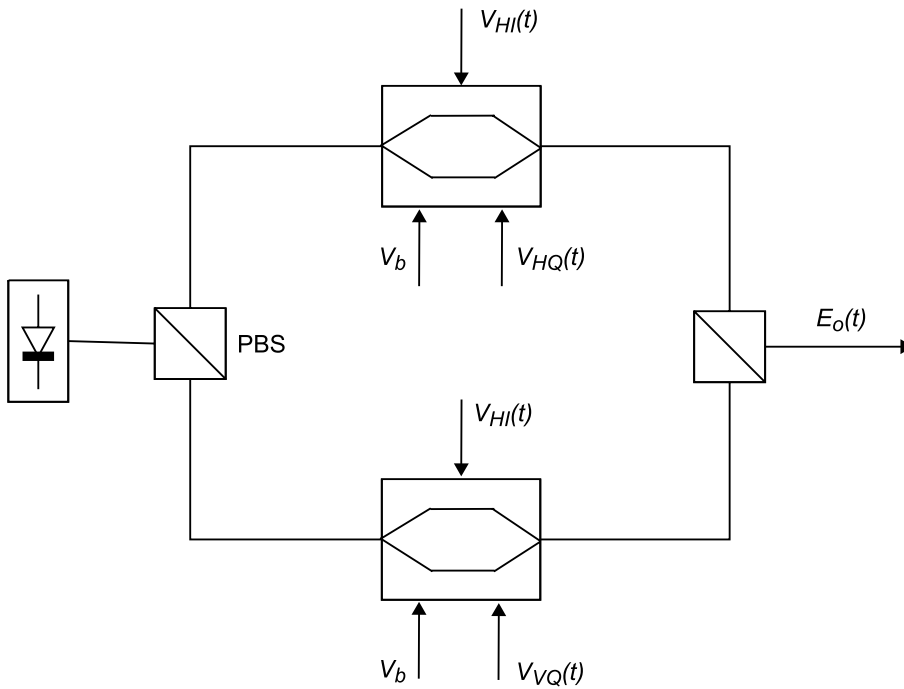


Figura 30. Esquema de un transmisor QPSK con multiplexado de polarización

Primero, veremos la señal recibida que, en general, podemos expresar en términos de un vector de Jones:

$$\vec{E}_r(t) = \begin{bmatrix} E_{Hr}(t) \\ E_{Vr}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{P_r} \cos(\varphi_r) \exp(\omega_r t + \phi_{rH}(t)) \\ \sqrt{P_r} \sin(\varphi_r) \exp(\omega_r t + \phi_{rV}(t) + \theta_r) \end{bmatrix} \quad (171)$$

**Lectura de la fórmula (171)**

$\varphi_r$  y  $\theta_r$ : ángulos de acimut y elipticidad del estado de polarización, respectivamente.

En lo que respecta al láser local, también lo podemos expresar en los mismos términos:

$$\vec{E}_l(t) = \begin{bmatrix} E_{Hl}(t) \\ E_{Vl}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{P_l} \cos(\varphi_l) \exp(\omega_l t + \phi_{r,l}(t)) \\ \sqrt{P_l} \sin(\varphi_l) \exp(\omega_l t + \phi_{r,l}(t) + \theta_l) \end{bmatrix} \quad (172)$$

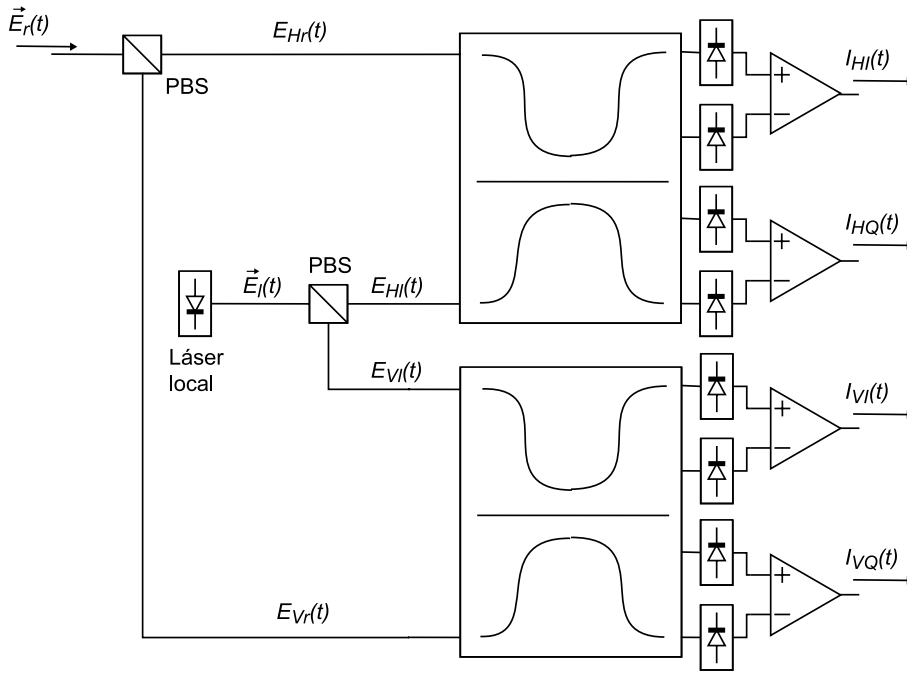


Figura 31. Esquema de cabezal típico para diversidad de polarización y fase

Puesto que se puede controlar y fijar el estado de polarización del láser local, es posible hacer que, por conveniencia, esté en una polarización lineal a  $+45^\circ$  ( $\varphi_l = 45^\circ$  y  $\theta_l = 0$ ). De este modo, encontramos lo siguiente:

$$E_{Hl}(t) = E_{Vl}(t) = \sqrt{\frac{P_l}{2}} \exp(j\omega t + \phi_r(t)) \quad (173)$$

Una vez hemos visto las señales ópticas, seguimos el esquema de la figura 31. En los PBS se dividen los componentes de los vectores de Jones y, a continuación, para cada componente ( $H$  y  $V$ ) se lleva a cabo una detección en diversidad de fase, de manera que se obtienen las siguientes corrientes después de la fotodetección:

$$I_{HI}(t) = R\sqrt{\frac{P_r P_l}{2}} \cos(\varphi_r) \cos(\phi_{rH}(t) - \phi_l(t)) \quad (174)$$

$$I_{VI}(t) = R\sqrt{\frac{P_r P_l}{2}} \sin(\varphi_r) \cos(\phi_{rV}(t) - \phi_l(t) + \theta_r) \quad (175)$$

$$I_{HQ}(t) = R\sqrt{\frac{P_r P_l}{2}} \cos(\varphi_r) \sin(\phi_{rH}(t) - \phi_l(t)) \quad (176)$$

$$I_{VQ}(t) = R\sqrt{\frac{P_r P_l}{2}} \sin(\varphi_r) \sin(\phi_{rV}(t) - \phi_l(t) + \theta_r) \quad (177)$$

Para simplificar, podemos hacer que tengamos las dos polarizaciones muy alineadas (las estamos recibiendo correctamente), lo que provoca que el acimut sea  $\varphi_r = 45^\circ$  y la elipticidad,  $\theta_r = 0$ . Por lo tanto:

$$I_{HI}(t) = R\sqrt{\frac{P_r P_l}{4}} \cos(\phi_{rH}(t) - \phi_l(t)) \quad (178)$$

$$I_{VI}(t) = R\sqrt{\frac{P_r P_l}{4}} \cos(\phi_{rV}(t) - \phi_l(t)) \quad (179)$$

$$I_{HQ}(t) = R\sqrt{\frac{P_r P_l}{4}} \sin(\phi_{rH}(t) - \phi_l(t)) \quad (180)$$

$$I_{VQ}(t) = R\sqrt{\frac{P_r P_l}{4}} \sin(\phi_{rV}(t) - \phi_l(t)) \quad (181)$$

De estas ecuaciones, podemos ver que  $I_{HI}(t)$  y  $I_{HQ}(t)$  sirven para detectar la señal QPSK del componente H, mientras que  $I_{VI}(t)$  y  $I_{VQ}(t)$  son para detectar la señal QPSK del componente V. Además, por el hecho de ser un QPSK, cada uno de los componentes I/Q contendrá una detección de dos niveles de cada símbolo. Es decir, si volvemos a mirar la figura 29, podemos entender que la corriente  $I_{HI}(t)$  es la que lleva la información para detectar los dos niveles del componente I del estado de polarización H y, de manera similar, la corriente  $I_{HQ}(t)$  es la que contiene toda la información para detectar los dos niveles del componente Q del estado de polarización H. De este modo, se puede suponer que cada una de las corrientes anteriores lleva un flujo de datos similar a un BPSK y que se podrían detectar de manera independiente unas de otras.

Esto nos simplifica mucho el cálculo de la probabilidad de error y, en este caso concreto, lo podemos expresar como el mismo que para una señal BPSK, en la que la relación señal-ruido la podemos expresar de la manera siguiente.

$$\text{SNR} = \frac{1}{4} \frac{R^2 P_r P_l}{2q(R(\frac{P_r + P_l}{4}) + I_D)B_e + (\frac{4k_B T}{r_l})F_N B_e} \quad (182)$$

Observad que ahora, por la manera en que hemos definido las señales, la SNR es la cuarta parte de la que se da en el caso de la detección BPSK con diversidad de fase. A pesar de esto, estamos recibiendo cuatro veces más información, aprovechando todas las dimensiones que ofrece una señal óptica.

### 3.3. Penalizaciones y otros ruidos

En este apartado, veremos cuáles son las penalizaciones más corrientes en este tipo de sistemas. Para no complicar ni extender excesivamente el módulo, solo trataremos los dos temas más importantes: el ruido de fase y el ruido de amplificación óptica.



### 3.3.1. Ruido de fase

El ruido de fase de los láseres (tanto del transmisor como del receptor) suele ser uno de los fenómenos no deseados que pueden afectar a los detectores coherentes. La razón es bastante directa: las corrientes de las cuatro ramas de los detectores balanceados dependen de las fases tanto del transmisor como del receptor<sup>2</sup>.

<sup>(2)</sup>Podéis ver las ecuaciones (178)-(181).

De este modo, resulta deseable que las fases relativas entre la señal recibida y el láser local queden estables para evitar cualquier degradación.

En sí, como se ha visto antes, el ruido de fase se suele modelar como un proceso de Wiener y su variación a lo largo del tiempo puede ser muy grande y está estrechamente relacionada con el ancho de línea del láser. Por lo tanto, hay que emplear un sistema de adquisición y compensación de la fase.

Un ejemplo muy extendido es lo que se denomina compensación de Viterbi-Viterbi. Esta técnica es un método digital para estimar y compensar la fase de la portadora, y se demostró en óptica por primera vez en Van den Borne y otros.

Para ver cómo funciona, reescribiremos las señales de las polarizaciones  $H$  y  $V$ , en forma de señales digitales complejas:

$$\hat{S}_H(n) = I_{Hf}(t - nT) + jI_{HQ}(t - nT) \quad (183)$$

$$= R\sqrt{\frac{P_r P_l}{4}} \exp j(\phi_{rH}(t - nT) - \phi_l(t - nT)) \quad (184)$$

$$\hat{S}_V(n) = I_{Vf}(t - nT) + jI_{VQ}(t - nT) \quad (185)$$

$$= R\sqrt{\frac{P_r P_l}{4}} \exp j(\phi_{rV}(t - nT) - \phi_l(t - nT)) \quad (186)$$

En el Viterbi-Viterbi, las muestras complejas recibidas  $\hat{S}_{H,V}(n)$  se elevan primero a la  $M$ -ésima potencia para suprimir la modulación de fase multinivel. Para estimar de una manera más cuidadosa el error de fase y evitar otros ruidos (por ejemplo, los asociados a la fotodetección), se hace la media de  $N$  muestras elevadas. De este modo, se obtiene una estimación del error de fase calculando el argumento del vector suma. Formalmente, quedaría:

$$\theta(n) = \frac{1}{M} \arg \left( \sum_{k=1}^N \hat{S}_{H,V}^M(k) \right) \quad (187)$$

#### Referencia bibliográfica

D. Van den Borne; C. R. S. Fludger; T. Duthel; T. Wuth; E. D. Schmidt; C. Schullien; E. Gottwald; G. D. Khoe; H. de Waardt (2007, septiembre). "Carrier phase estimation for coherent equalization of 43-Gb/s POLMUXNRZ-DQ-PSK transmission with 10.7-Gb/s NRZ neighbours". *Proceedings of 33th European Conference on Optical Communications (ECOC 2007)*. Berlín.

#### Lectura de las fórmulas (183)-(186)

$T$ : tiempo entre muestras.

Observad que el margen de ángulos que se pueden estimar siempre es limitado en  $1/M$  de la capacidad de extraer el argumento. Es decir, utilizando un QPSK ( $M = 4$ ) con una función de extracción de ángulo ( $\arg$ ) limitada de  $-\pi$  a  $\pi$  (por ejemplo, la  $\arctan2$  que hemos visto y definido antes), el margen máximo sin ambigüedad de  $\theta(n)$  está limitado entre  $-\pi/4$  y  $\pi/4$ .

Para contrarrestar esta ambigüedad, una buena opción consiste en utilizar codificación diferencial de los datos.

Mediante simulaciones, se ha demostrado que este tipo de estimadores pueden llegar a tolerar una ratio de ancho de línea por velocidad de bit de  $10^{-4}$ , para 1 dB de penalización a probabilidad de error de  $10^{-4}$  y modulación QPSK. Es decir, para una QPSK de 50 Gb/s, el ancho máximo de línea tolerable es de unos 5 MHz.

### 3.3.2. Ruido de amplificación óptica

Como hemos visto antes, aparte de dar ganancia, los amplificadores ópticos también añaden ruido a las señales transmitidas. En redes de larga distancia, este acostumbra a ser el efecto dominante, por lo que interesa tener una determinada OSNR a la entrada del receptor.

Tal y como hemos hecho anteriormente, llevaremos a cabo el cálculo de la probabilidad de error en el bit, suponiendo que el ruido de amplificación óptica es el dominante. Sin embargo, antes hay que reescribir la señal recibida  $E_r(t)$  para tener en cuenta el ruido óptico:

$$E_r(t) = E_s(t) + n(t) \quad (188)$$

A la salida de cada uno de los detectores balanceados de la configuración en diversidad de fase y polarización, estarán presentes las mezclas del ruido óptico con la señal útil y el oscilador local. De este modo, podemos distinguir tres tipos básicos.

- $E_s(t)$  con  $n(t)$ . En este caso, la señal útil se mezcla con la parte de ruido equivalente que viene con el mismo estado de polarización que  $E_s(t)$ .
- $E_f(t)$  con  $n(t)$ . De modo parecido, la señal de oscilador local se mezcla con la parte de ruido equivalente que viene con el mismo estado de polarización que  $E_f(t)$ .
- $n(t)$  a mb  $n(t)$ . Como sucedía con los sistemas de detección directa, también vemos las mezclas del ruido consigo mismo, en un estado de polarización ortogonal a la señal útil y al oscilador local.

#### Ved también

Hemos visto el  $\arctan2$  en el apartado "Moduladores".

#### Referencia bibliográfica

M. Seimetz (2008, marzo). "Laser linewidth limitations for optical systems with high-order modulation employing feed forward digital carrier phase estimation". *Proceedings of the Conference on Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference, 2008 (OFC/NFOEC 2008)*. San Diego (CA).

En los detectores coherentes, la potencia de la señal recibida incluyendo ruido se puede suponer mucho menor que la potencia del láser local. De este modo, de las mezclas anteriores y para tener en cuenta los efectos del ruido, la única mezcla relevante es la del oscilador local con el mismo ruido. Por lo tanto, podemos reescribir las ecuaciones simplificadas del receptor como:

$$I_{HI}(t) = R\sqrt{\frac{P_s P_l}{4}} \cos(\phi_s(t) - \phi_l(t) + n_o(t)) \quad (189)$$

$$I_{VI}(t) = R\sqrt{\frac{P_s P_l}{4}} \cos(\phi_s(t) - \phi_l(t) + n_o(t)) \quad (190)$$

$$I_{HQ}(t) = R\sqrt{\frac{P_s P_l}{4}} \sin(\phi_s(t) - \phi_l(t) + n_o(t)) \quad (191)$$

$$I_{VQ}(t) = R\sqrt{\frac{P_s P_l}{4}} \sin(\phi_s(t) - \phi_l(t) + n_o(t)) \quad (192)$$

**Lectura de las fórmulas (189)-(192)**

$n_o(t)$ : corriente detectada debida al ruido óptico.

A diferencia de los sistemas de detección directa,  $n_o(t)$  es un ruido gaussiano de media nula, dado que es resultado de una detección fiel del campo óptico. Puesto que el ruido óptico es isotrópico, esta corriente es igual para todos los detectores balanceados de la configuración con diversidad de polarización. Por lo tanto, la potencia de  $n_o(t)$  la podremos expresar en relación directa con la OSNR como:

$$\sigma^2 = \frac{R^2 P_l P_r B_e}{2 \text{OSNR} B_o} \quad (193)$$

De aquí, si volvemos a la definición de SNR que teníamos, veremos lo siguiente.

$$\langle I \rangle^2 = \frac{R^2 P_l P_r}{4} \quad (194)$$

Y, por lo tanto:

$$\text{SNR} = \frac{\langle I \rangle^2}{\sigma^2} = \frac{\text{OSNR} B_o}{2 B_e} \quad (195)$$

**Lectura de la fórmula (193)**

$B_o$ : ancho de banda óptico que hemos utilizado para la medida de la OSNR (por ejemplo, 12,5 GHz).

$B_e$ : ancho de banda eléctrico.

En lo que respecta a esta última ecuación, es importante ver cómo la SNR que hemos definido es proporcional a la OSNR, mientras que en el caso de la detección directa no era así. Por lo tanto, incrementos de OSNR se traducen en incrementos de SNR en detección. Dicho de otro modo, si la OSNR se incrementa en 3 dB, la SNR de detección se ve incrementada en 3 dB.

De acuerdo con lo que hemos visto anteriormente, podemos expresar la probabilidad de error en el bit de acuerdo con la SNR que acabamos de encontrar y en términos de OSNR:

$$P_e = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{\operatorname{OSNR} B_o}{4B_e}} \right) \quad (196)$$

Esto se puede ver representado en la figura 32, para señales QPSK multiplexadas en polarización y operando a 100 Gb/s y 120 Gb/s, así como los valores relevantes de OSNR, que se encuentran en la tabla 7.

Tabla 7. Valores relevantes de  $P_e$  y OSNR en 0,1 nm para una señal QPSK multiplexada en polarización

Probabilidad de error	OSNR a 100 Gb/s	OSNR a 120 Gb/s
$2 \cdot 10^{-2}$	9,3 dB	10,1 dB
$10^{-3}$	12,8 dB	13,6 dB
$10^{-4}$	14,5 dB	15,3 dB
$10^{-9}$	18,6 dB	19,4 dB
$10^{-15}$	21 dB	21,8 dB

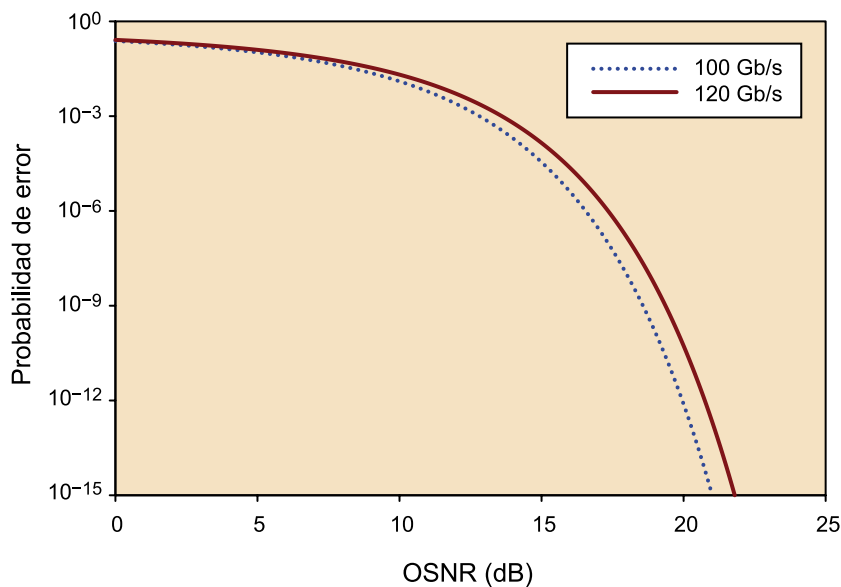


Figura 32. Probabilidad de error en el bit para una señal multiplexada en polarización QPSK en función de la OSNR en 0,1 nm

Observad que, respecto a lo que presentamos para sistemas de detección directa (tabla 4), necesitamos un incremento importante de OSNR para detectar bien las señales de 100 Gb/s. Por este motivo, una opción para reducir esta necesidad es la introducción de turbo códigos y códigos correctores de errores, a expensas de incrementar la velocidad de bit. De hecho, para señales de 100 Gb/s se suele trabajar con incrementos del 20%, lo que hace que la velocidad

efectiva de los enlaces se incrementa hasta los 120 Gb/s. A pesar de este incremento, para el caso concreto de los 100 Gb/s podemos establecer como objetivo probabilidades de error de  $2 \cdot 10^{-2}$  para cada enlace.

### **Ejemplo: diseño de un enlace de 1.000 km a 100 Gb/s**

Del mismo modo que hemos hecho con los sistemas de detección directa, ahora veremos cómo diseñaríamos un enlace de 1.000 km operando a 100 Gb/s.

Para empezar, nos fijaremos un objetivo de OSNR. Por lo que acabamos de decir, fijaremos la velocidad efectiva de 120 Gb/s para establecer una probabilidad de error de  $2 \cdot 10^{-2}$  para el enlace. De este modo, la OSNR objetiva pasa a ser de 10,1 dB a 0,1 nm.

Del mismo modo que antes, añadiremos un margen de 9 dB más para tener en cuenta otras degradaciones que pueden afectar al sistema.

- **Ruido de fase:** en una modulación real, siempre tendremos una relación de extinción que en los estándares se suele definir como mayor de 10 dB. Por lo tanto, en el peor caso de relación de extinción estaremos teniendo una penalización de 2 dB.
- **Dispersión y no linealidades de la fibra:** en un principio, la dispersión y las no linealidades son unos parámetros que están compensados, ya sea con fibra compensadora de dispersión o con procesamiento digital de la señal en recepción. A pesar de todo, podemos dejar un margen de 2 dB adicionales para tener en cuenta fluctuaciones de estas degradaciones.
- **Degradaciones relacionadas con la polarización:** a pesar de que los efectos de las degradaciones relacionadas con la polarización no suelen ser el grueso del total en sistemas de detección directa, resulta evidente que en una señal multiplexada en polarización pueden afectar al sistema. A pesar de esto, también hay que decir que normalmente se lleva a cabo un procesamiento digital conjunto de las señales digitales reconstruidas ( $\hat{S}_H(n)$  y  $\hat{S}_V(n)$ ), para minimizar esta contribución. De este modo, dejaremos también un margen adicional de 1 dB.
- **Variaciones en la fabricación de los dispositivos:** como hemos visto en el ejemplo de diseño de un enlace de 1.000 km a 10 Gb/s, se acostumbra a dejar 2 dB de margen para compensar este efecto.
- **Envejecimiento del enlace:** en general, se suele dejar 2 dB de margen para tener en cuenta el paso de los años de los enlaces.

De este modo, teniendo en cuenta estos márgenes, el objetivo de OSNR para el enlace pasa a ser de 19,1 dB a 0,1 nm, en lugar de los 10,1 dB iniciales.

A partir de aquí, caracterizaremos el resto del enlace. Como hemos hecho en el caso del sistema de detección directa, podemos asumir también que en transmisión tenemos una potencia de salida de 0 dBm por canal y que operamos en torno a los 1.550 nm.

Dado que se trata de un enlace de larga distancia, habrá que compensar la dispersión de alguna manera. En este caso, sin embargo, podemos asumir que se compensa totalmente en el receptor, por lo que no hay que tener en cuenta ningún otro tipo de compensación en el enlace. De este modo, podemos ahorrarnos el hecho de incluir fibra compensadora de dispersión.

Por lo tanto, troceamos el enlace en 10 trozos de 100 km, lo que hemos visto en la figura 9 que podía ser una buena aproximación para tener una OSNR relativamente buena para enlaces largos. A cada 100 km de enlace, tendremos un armario donde habrá un amplificador óptico. Observad que las pérdidas que debe compensar el amplificador son las de 100 km de fibra estándar, la cual consideraremos que atenúa a razón de 0,25 dB/km. Así, las pérdidas totales que tendrá que compensar el amplificador óptico serán de 25 dB.

Necesitaremos, por lo tanto, una ganancia de 25 dB para los amplificadores ópticos. Estos amplificadores ópticos suelen ser EDFA, que consideraremos que tienen un factor de ruido de 6 dB. Con esto ya disponemos de todos los parámetros para calcular la OSNR acumulada en el enlace a partir de la ecuación (47):

- $P_o$  es la potencia de salida del transmisor, 0 dBm.

- $N$  es el número de trozos de 100 km,  $N = 10$ .
- $F_n$  son 6 dB.
- $\nu_o$  son 193,5 THz (correspondientes a los 1.550 nm).
- $L$  son 25 dB.
- $B_o$  es el ancho de banda de medida de OSNR (12,5 GHz, 0,1 nm).

Si hacemos las operaciones, obtenemos una OSNR acumulada de 13,94 dB, por debajo del objetivo de 19,1 dB que nos habíamos fijado, por lo que necesitaremos mejorar la OSNR del enlace.

Como hemos visto en el apartado de amplificadores ópticos y en el ejemplo de diseño de un enlace de 1.000 km a 10 Gb/s, una de las maneras para mejorar la OSNR acumulada a lo largo de un determinado enlace consiste en reducir la distancia entre amplificadores. De este modo, podemos incrementar el número de amplificadores utilizados y reducir la distancia entre los mismos de 100 km a 50 km.

Notad que ahora  $N=20$  mientras que  $L$  se reduce a la mitad, 12,5 dB. Si volvemos a hacer las operaciones con la ecuación (47), obtenemos una OSNR de 26,4 dB, con lo que sobrepasamos el objetivo de 19,1 dB que nos habíamos fijado.

Observad también que estaremos desplegando el doble de amplificadores, con el consiguiente incremento de costes de mantenimiento (aspecto importante desde el punto de vista del operador).

Finalmente, una manera de mejorar el enlace pasa por introducir amplificación híbrida Raman-EDFA, al igual que hemos hecho en el ejemplo de diseño de un enlace de 1.000 km a 10 Gb/s. De esta manera, volvemos a la distancia entre amplificadores de 100 km y para la etapa de amplificación, empleamos el esquema de bombeo contrapropagante de la figura 13. Teniendo en cuenta esto, recalculamos el factor de ruido total de acuerdo con la ecuación (52). Asumiendo que el bombeo Raman se fija a los 1.450 nm, y que se acopla a la fibra mediante un acoplador 50:50 (pérdidas de inserción de  $L_R = 3$  dB), introducimos en la fibra una potencia neta de bombeo de 300 mW cuando el láser de bombeo nos da 600 mW. Si consideramos que el coeficiente de la fibra estándar es de  $C_R \approx 0.7 \cdot 10^{-3}$  W/m, a los 1.550 nm tendremos una ganancia Raman de 16 dB y un factor de ruido total entre EDFA y Raman de  $F_n = -1.5$  dB a los 100 km. Notad que los 9 dB de ganancia restantes para llegar a compensar las pérdidas del enlace (25 dB) los proporciona el EDFA. Al igual que antes, sustituimos el valor de  $F_n$  en la ecuación (47), manteniendo los valores de  $L = 25$  dB y  $N = 10$ . Esto nos da una OSNR de 21,4 dB, ligeramente por encima de los 19,1 dB necesarios para una buena detección.

## 4. Anexo. Breve introducción a la caracterización de la polarización de la luz

La polarización de la luz es un fenómeno caracterizado por la dirección del vector de campo  $\vec{E}(r, t)$ , y  $\vec{r}$  es el vector de posición y  $t$ , el tiempo.

Si solucionamos las ecuaciones de Maxwell, podemos obtener las ecuaciones de onda para el campo eléctrico  $E$ . La solución más simple es una onda plana, donde el campo eléctrico y el magnético están contenidos en un mismo plano ( $x$ - $y$ ) ortogonal a la dirección de propagación ( $z$ ). Por lo tanto, el campo eléctrico se puede escribir como:

$$\vec{E}(z, t) = E_x \hat{x} + E_y \hat{y} \quad (197)$$

$$E_x = E_{0x} \exp j(\omega t - kz + \phi_x) \quad (198)$$

$$E_y = E_{0y} \exp j(\omega t - kz + \phi_y) \quad (199)$$

**Lectura de las fórmulas (198) y (199)**

$\omega$ : frecuencia angular.  
 $k$ : número de onda.

Si solo tenemos en cuenta las diferencias de propagación en el espacio ( $x$ - $y$ ), nos queda:

$$\vec{E}(z, t) = E_x \hat{x} + E_y \hat{y} \quad (200)$$

$$E_x = E_{0x} \exp j\phi_x \quad (201)$$

$$E_y = E_{0y} \exp j\phi_y \quad (202)$$

Y la parte real de  $\vec{E}(z, t)$  se hace:

$$\text{Re}[\vec{E}(z, t)] = \text{Re}[E_x] \hat{x} + \text{Re}[E_y] \hat{y} \quad (203)$$

$$\text{Re}[E_x] = E_{0x} \cos \phi_x \quad (204)$$

$$\text{Re}[E_y] = E_{0y} \cos \phi_y \quad (205)$$

Estas ecuaciones son las mismas para una elipse que se puede representar de la manera siguiente.

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - 2\frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos\phi = \sin^2\phi \quad (206)$$

**Lectura de la fórmula (206)**

$\phi = \phi_y - \phi_x$ : diferencia de fase entre los componentes  $x$  e  $y$  del campo eléctrico.

Esta elipse se denomina elipse de polarización y está caracterizada por  $\phi$  y las amplitudes de campo  $E_{0x}$  y  $E_{0y}$ . De acuerdo con estas amplitudes y esta fase, podemos tener varios casos de polarización: lineal, circular o elíptica.

Tendremos una polarización lineal cuando  $\phi = 0, \pi$ , dado que la ecuación (206) se hace una línea recta:  $E_x/E_{0x} \pm E_y/E_{0y} = 0$ .

De manera similar, obtendremos una polarización circular cuando  $E_{0x} = E_{0y} = E_0$  y  $\phi = \pm\pi/2$ . En este caso, la ecuación (206) se vuelve una circunferencia:  $E_x^2/E_0^2 \pm E_y^2/E_0^2 = 0$ . Como convenio, cuando  $\phi < 0$  se dice que tenemos una polarización circular a izquierdas, mientras que si  $\phi > 0$  diremos que tenemos una polarización circular a derechas.

Se tratará de una polarización elíptica para el resto de los casos (la gran mayoría de los posibles estados de polarización).

#### 4.1. Parámetros de Stokes y esfera de Poincaré

Los vectores de Stokes son una representación estándar para cada estado de polarización. Es un conjunto de cuatro números reales ( $S_0, S_1, S_2, S_3$ ) denominados parámetros de Stokes, y que cumplen:

$$S_0 = |E_{0x}|^2 + |E_{0y}|^2 = |E|^2 \quad (207)$$

$$S_1 = |E_{0x}|^2 - |E_{0y}|^2 \quad (208)$$

$$S_2 = 2\text{Re}(E_{0x}E_{0y}^*) = 2|E_{0x}||E_{0y}|\cos\phi \quad (209)$$

$$S_3 = 2\text{Im}(E_{0x}E_{0y}^*) = 2|E_{0x}||E_{0y}|\sin\phi \quad (210)$$

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = S_0^2 \quad (211)$$

Observad que la ecuación (211) se corresponde con la definición de una esfera de radio  $S_0$  y coordenadas  $S_1, S_2$  y  $S_3$ . Esta esfera se denomina esfera de Poincaré, y se puede ver en la figura 33. La esfera de Poincaré es una herramienta gráfica en tres dimensiones donde cada posible estado de polarización se representa con un punto en su superficie.



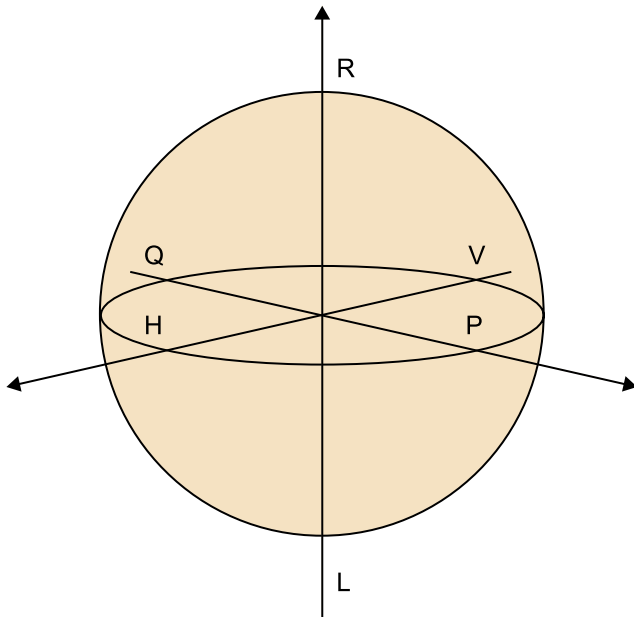


Figura 33. Esfera de Poincaré

En la esfera de Poincaré, todas las polarizaciones lineales posibles caen encima del ecuador, mientras que en los polos están las polarizaciones circulares ( $R$  y  $L$  de la figura 33). Cualquier otro punto representa una polarización elíptica. Notad que los puntos antipodales (por ejemplo,  $R$  y  $L$ ) corresponden a estados de polarización ortogonales entre sí.

#### 4.2. Vectores y matrices de Jones

Aunque la manera estándar de representar los estados de polarización son los parámetros de Stokes y la esfera de Poincaré, un modo más simple de hacerlo son los vectores de Jones. Resulta tan sencillo como poner en forma de vector los componentes  $x$ - $y$ :

$$\vec{J} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (212)$$

Por simplicidad, los vectores de Jones se suelen normalizar respecto de la amplitud del campo eléctrico. Como ejemplo, los vectores correspondientes a los estados de polarización más representativos se pueden encontrar en la tabla 8.

Esta representación vectorial de los estados de polarización resulta muy interesante, porque así un cambio del estado de polarización dado por cualquier dispositivo se puede expresar mediante una matriz  $2 \times 2$ . De este modo, cuando la luz tiene un determinado estado de polarización  $\vec{J}_1$ , pasa a través de un dispositivo caracterizado por la matriz  $A$ , y a la salida obtenemos otro estado de polarización  $\vec{J}_2$  tal que:

$$\vec{J}_2 = A \cdot \vec{J}_1 \quad (213)$$

$$\begin{pmatrix} E_{x2} \\ E_{y2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{x1} \\ E_{y1} \end{pmatrix} \quad (214)$$

Tabla 8. Vectores de Jones correspondientes a los estados de polarización más representativos

Estado de polarización	Vector de Jones	Estado de polarización	Vector de Jones
H, horizontal	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	V, vertical	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
P, lineal +45°	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$	Q, lineal -45°	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix}$
R, circular a derechas	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ +j \end{pmatrix}$	L, circular a izquierdas	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -j \end{pmatrix}$

Para los dispositivos más habituales se pueden escribir las matrices de Jones, tal y como se puede ver en la tabla 9.

Concretamente, para el caso del polarizador lineal diremos que es horizontal cuando  $\varphi = 0$ ; mientras que diremos que se trata de un polarizador vertical cuando  $\varphi = 90^\circ$ . Observad que en los dos casos, la polarización de salida es o bien vertical o bien horizontal (de acuerdo con la tabla 8), de manera independiente del estado de polarización del vector de entrada. De modo similar, diremos que el polarizador es de  $\pm 45^\circ$  cuando  $\varphi = \pm 45^\circ$ .

**Nota**

Los retardadores se denominan también *wave plates* en inglés. El retardador de cuarto de onda se conoce como *quarter wave plate* y el retardador de media onda, como *half wave plate*.

Tabla 9. Matrices de Jones correspondientes a los dispositivos y operaciones más habituales

Dispositivo	Matriz de Jones
Polarizador lineal	$\begin{pmatrix} \cos 2\varphi & \sin \varphi \cos \varphi \\ \sin \varphi \cos \varphi & \sin^2 \varphi \end{pmatrix}$
Rotador	$\begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}$
Retardador	$\begin{pmatrix} \exp j\frac{\varphi}{2} & 0 \\ 0 & \exp -j\frac{\varphi}{2} \end{pmatrix}$

Respecto a los retardadores, si  $\varphi = 90^\circ$  diremos que son de cuarto de onda, mientras que si  $\varphi = 180^\circ$  diremos que son de media onda.

## Bibliografía

**Agrawal, G. P.** (2002). *Fibre-Optic Communication Systems*. J. Wiley.

**Proakis, J. G.** (2001). *Digital Communications*. McGraw-Hill.

**Saleh, B. E. A.; Teich, M. C.** (1991). *Fundamentals of Photonics*. John Wiley and Sons.

**Seimetz, M.** (2008, marzo). "Laser linewidth limitations for optical systems with high-order modulation employing feed forward digital carrier phase estimation". *Proceedings of the Conference on Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference, 2008 (OFC/NFOEC 2008)*. San Diego (CA).

**Senior, John M.** (1985). *Optical fiber communications. Principles and practice*. Prentice Hall.

**Van den Borne, D.; Fludger, C. R. S.; Duthel, T.; Wuth, T.; Schmidt, E. D.; Schullien, C.; Gottwald, E.; Khoe, G. D.; Waardt, H. de** (2007, septiembre). "Carrier phase estimation for coherent equalization of 43-Gb/s POLMUXNRZ-DQPSK transmission with 10.7-Gb/s NRZ neighbours". *Proceedings of 33th European Conference on Optical Communications (ECOC 2007)*. Berlín.

