

# Apêndices



## Apêndice A

### Desvio Instantâneo da Frequência da Portadora Óptica

Neste apêndice, mostraremos como, através da montagem apresentada na figura 4.12, se pode medir o desvio instantâneo da frequência da portadora óptica.

Começaremos por analisar o comportamento do modulador interferométrico do tipo Mach-Zehnder, usado no laboratório, e depois derivamos uma expressão para a variação da frequência instantânea do sinal óptico.

#### A.1 O Modulador interferométrico do tipo Mach-Zehnder

O modulador que usámos no decorrer da realização do trabalho apresentado nesta tese foi um modulador interferométrico, do tipo Mach-Zehnder, fabricado pela Lucent Technologies, com o número de série 3035 e modelo x2623C, constituído por um guia de onda de Titânio (Ti) implementado num substrato de Niobátio de Lítio ( $\text{LiNbO}_3$ ) [1]. O guia de onda é dividido em dois braços, que são posteriormente juntos, conforme pode ser observado na figura A.1.

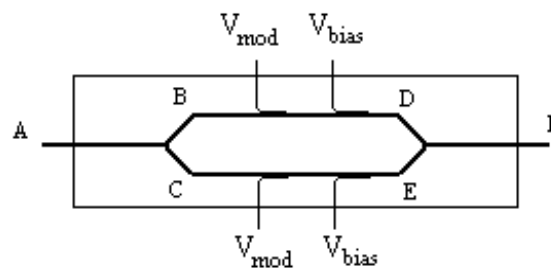


Figura A.1 - Modulador interferométrico do tipo Mach-Zehnder.

O campo óptico é inicialmente dividido, e posteriormente, quando os dois braços se juntam, cria-se um fenómeno de interferência entre os dois campos. Este processo de interferência é construtivo ou destrutivo dependendo da diferença de fase dos campos

provenientes dos dois braços. Num modulador deste tipo, o controlo da diferença de fase é conseguido através da aplicação de uma tensão eléctrica, a cada um dos braços do modulador, de modo a alterar o valor do índice de refração no guia de onda, variando assim o atraso de fase induzido.

O comportamento do modulador pode ser analisado considerando o campo eléctrico em diferentes pontos. Supondo que no ponto A, ver figura A.1, temos para o campo eléctrico

$$E_A(t) = E_0 \cdot \cos(-\omega \cdot t) \quad (\text{A.1})$$

e considerando um divisor de potência equilibrado teremos no ponto B e C o seguinte valor para o campo eléctrico

$$E_B(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \cos(-\omega \cdot t) \quad (\text{A.2})$$

e

$$E_C(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \cos(-\omega \cdot t) \quad (\text{A.3})$$

Considerando que o braço BD, que iremos designar como braço um, introduz um atraso de fase de  $\phi_1$  e o braço CE, que iremos designar como braço dois, um atraso de fase  $\phi_2$ , temos nos pontos D e E

$$E_D(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \cos(\phi_1 - \omega \cdot t) \quad (\text{A.4})$$

e

$$E_E(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \cos(\phi_2 - \omega \cdot t) \quad (\text{A.5})$$

À saída do modulador, ponto F, teremos

$$\begin{aligned} E_F(t) &= \frac{E_0}{2} \cdot \cos(\phi_1 - \omega \cdot t) + \frac{E_0}{2} \cdot \cos(\phi_2 - \omega \cdot t) \\ &= E_0 \cdot \cos\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2} - \omega \cdot t\right) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Podemos então escrever a envolvente complexa do campo eléctrico, no ponto F, da seguinte forma

$$A_F = E_0 \cdot \cos\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) \cdot \exp\left(i \cdot \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}\right) \quad (\text{A.7})$$

Conforme podemos concluir da expressão (A.7) o modular interferométrico do tipo Mach-Zehnder, permite modular a amplitude e fase do campo eléctrico.

Centrando a nossa atenção, por agora, na modulação de amplitude. Temos que a potência óptica à saída do modulador, atendendo à normalização adoptada nesta tese, ver expressão (2.59), será dada por

$$P_{\text{out}} = |A_F|^2 = E_0^2 \cdot \cos^2\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) = E_0^2 \cdot \cos^2(\varphi) \quad (\text{A.8})$$

em que  $\varphi$  é metade da diferença entre os atrasos de fase induzidos em cada um dos braços do modulador.

A expressão (A.8) dá-nos a resposta do modulador, em função de metade da diferença entre os atrasos de fase induzidos em cada um dos braços do modulador, conforme se pode observar na figura A.2.

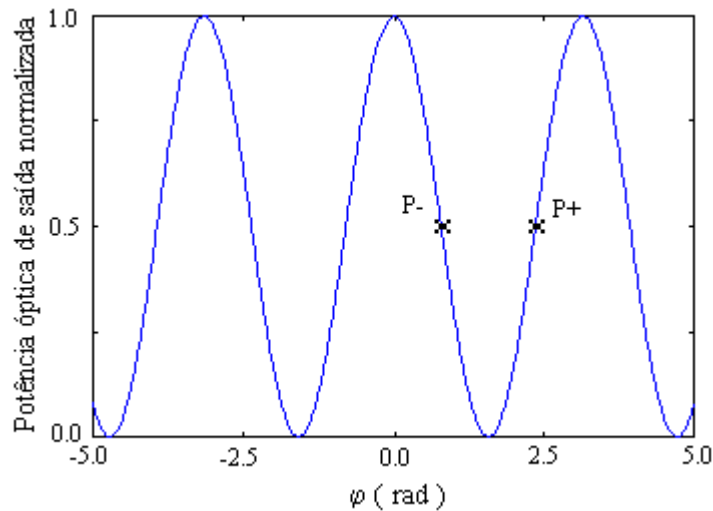


Figura A.2 - Potência óptica de saída normalizada, em função de metade da diferença entre os atrasos de fase induzidos em cada um dos braços do modulador.

Um dos parâmetros, usualmente importante nos dispositivos capazes de modular a intensidade luminosa é o coeficiente do *chirp* que relaciona a modulação de intensidade com a modulação de fase.

De acordo com a expressão (2.12) temos para o coeficiente do *chirp* do modulador

$$\alpha_{\text{ch}} = 2 \cdot P \cdot \frac{d\phi}{dt} / \frac{dP}{dt} \quad (\text{A.9})$$

em que  $P$  é a potência óptica à saída do modulador e  $\phi$  é dado por, de acordo com a expressão (A.7),

$$\phi = \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \quad (\text{A.10})$$

Atendendo a (A.8), (A.9) e (A.10) temos

$$\alpha_{\text{ch}} = \frac{\frac{d\phi_1}{dt} + \frac{d\phi_2}{dt}}{\frac{d\phi_1}{dt} - \frac{d\phi_2}{dt}} \cdot \cot\left(\frac{\phi_2 - \phi_1}{2}\right) \quad (\text{A.11})$$

Notemos que o atraso de fase induzido em cada um dos braços do modulador é dado por

$$\phi_j = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot n_j \cdot L \quad (\text{A.12})$$

em que  $j$  assume o valor um ou dois,  $\lambda$  é o comprimento de onda no vázio, do campo óptico incidente,  $n_j$  é o índice de refração de cada um dos braços do modulador e  $L$  é o comprimento dos braços do modulador, que iremos assumir que são iguais.

O índice de refração de cada um dos braços do modulador pode ser escrito como a soma do índice de refração do material e uma componente proporcional à tensão aplicada [2], ou seja

$$n_j = n + \Delta n_j = n + \kappa \cdot V_j \quad (\text{A.13})$$

em que  $\kappa$  é a constante de proporcionalidade entre a variação do índice de refração  $\Delta n_j$  e a tensão aplicada  $V_j$ .

Operando o modular em torno de metade do valor máximo da potência óptica de saída, com dois sinais de tensão sinusoidais, a menos de uma tensão de polarização, obtemos para o *chirp* do modular [2], assumindo uma aproximação válida para pequenos sinais para os valores da tensão aplicada a cada um dos braços do modulador,

$$\alpha_{\text{ch}} = \frac{V_1 + V_2}{V_1 - V_2} \quad (\text{A.14})$$

Da expressão (A.14) podemos concluir que num modulador deste tipo é possível modular a intensidade óptica, sem introduzir qualquer variação na frequência instantânea do sinal óptico, desde que se garante que os sinais de tensão aplicados a cada um dos braços do modulador, a menos duma tensão de polarização, são simétricos.

## A.2 Variação da frequência instantânea do sinal óptico

Na análise efectuada na secção anterior, assumimos que a frequência do sinal óptico incidente no modulador era fixa e permanecia constante ao longo do tempo. Vamos agora admitir que a frequência do sinal óptico varia ao longo do tempo.

Podemos escrever o atraso de fase induzido em cada um dos braços do modulador, em função da frequência do sinal óptico, na forma seguinte, ver expressão (A.12),

$$\phi_j = \frac{\omega \cdot L}{v_j} \quad (\text{A.15})$$

em que  $\omega$  é a frequência angular instantânea do sinal óptico e  $v_j$  é a velocidade de propagação no braço  $j$ .

De (A.15) temos que metade da diferença dos atrasos de fase induzidos, em cada um dos braços do modulador, é dada por

$$\phi = \frac{1}{2} \cdot L \cdot \omega \cdot \left( \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) \quad (\text{A.16})$$

Tendo por base a expressão (A.8) e (A.16) podemos definir o desvio da frequência angular do sinal de entrada que faz com que a resposta em intensidade do modulador, expressão (A.8) salte de um mínimo para o mínimo seguinte.

$$\Delta\omega_{\text{FSR}} = \frac{2\pi}{L \cdot \left( \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right)} \quad (\text{A.17})$$

Assumindo que o desvio instantâneo da frequência da fonte é menor que  $\Delta\omega_{\text{FSR}}/4$  e polarizando o modulador em torno do ponto P-, ver figura A.2, isto é aplicando uma tensão que provoque uma diferença de fase de  $\pi/2$ , entre os sinais que percorrem cada um dos braços do modulador, obtemos, a partir de (A.8),

$$\begin{aligned} P_{-, \text{out}}(t) &= \frac{E_0^2}{2} + \frac{E_0^2}{2} \cdot \cos\left(2 \cdot \frac{\pi}{4} + 2 \cdot \Delta\phi\right) \\ &= \frac{E_0^2}{2} - \frac{E_0^2}{2} \cdot \sin(\delta) \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

onde  $\delta = 2 \cdot \pi \cdot \Delta\omega / \Delta\omega_{\text{FSR}}$ , sendo  $\Delta\omega = \omega - \omega_c$ , onde  $\omega_c$  é a frequência angular central do laser.

Polarizando o modulador em torno do ponto P+, ver figura A.2, isto é aplicando uma tensão que provoque uma diferença de fase de  $3\pi/2$  temos

$$\begin{aligned} P_{+, \text{out}}(t) &= \frac{E_0^2}{2} + \frac{E_0^2}{2} \cdot \cos\left(2 \cdot \frac{3 \cdot \pi}{4} + 2 \cdot \Delta\phi\right) \\ &= \frac{E_0^2}{2} + \frac{E_0^2}{2} \cdot \sin(\delta) \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

Colocando um fotodetector depois do modulador e atendendo que o sinal à saída do fotodetector é proporcional à potência óptica incidente, podemos definir  $V_{o+}(t) = \eta \cdot P_{+, \text{out}}(t)$  e  $V_{o-}(t) = \eta \cdot P_{-, \text{out}}(t)$ , onde  $\eta$  relaciona a potência óptica incidente no fotodetector com a tensão medida numa resistência colocada aos seus terminais.

Definindo



$$V_A(t) = \frac{V_{o+}(t) + V_{o-}(t)}{2} \quad (\text{A.20})$$

e

$$V_B(t) = \frac{V_{o+}(t) - V_{o-}(t)}{2} \quad (\text{A.21})$$

temos

$$V_A = \frac{1}{2} \cdot \eta \cdot E_0^2 \quad (\text{A.22})$$

e

$$V_B = \frac{1}{2} \cdot \eta \cdot E_0^2 \cdot \sin(\delta) \quad (\text{A.23})$$

De (A.22) e (A.23) podemos obter a expressão para o desvio de frequência instantânea

$$\Delta\omega = \frac{\Delta\omega_{\text{FSR}} \cdot \arcsin(V_B/V_A)}{2 \cdot \pi} \quad (\text{A.24})$$

Recordando o esquema apresentado na figura 4.12, temos que o processo usado para a medição do desvio instantâneo da frequência da portadora óptica, consiste em polarizar o modulador no ponto P-, fazer a aquisição do sinal  $V_{o-}(t)$ , de seguida polarizar o modulador no ponto P+ e fazer a aquisição de  $V_{o+}(t)$ . Finalmente, calcula-se o desvio instantâneo da frequência da portadora óptica com base nas expressões (A.20), (A.21) e (A.24).

## Referências

- [1] AT&T Microelectronics, Lithium niobate intensity (amplitude) modulator, Memorando técnico, Junho de 1995.
- [2] AT&T Microelectronics, The relationship between chirp and voltage for the AT&T Mach-Zehnder lithium niobate modulators, Memorando técnico, Outubro de 1995.



## Apêndice B

### Densidade Espectral de Potência do Solitão

Neste apêndice é derivada a densidade espectral de potência do solitão óptico. A densidade espectral de potência do solitão óptico dá-nos a distribuição da potência óptica, no domínio da frequência, em torno da frequência central do laser.

A densidade espectral de potência óptica do solitão pode ser calculado pela seguinte relação [1], atendendo à normalização adoptada nesta tese, ver expressão (2.59),

$$G_s(f) = |A(f)|^2 \quad (\text{B.1})$$

sendo  $A(f)$  a transformada de Fourier da envolvente complexa do campo eléctrico do solitão. A envolvente complexa do campo eléctrico é dada por, no domínio do tempo,

$$A(t) = \sqrt{P_0} \cdot \operatorname{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right) \quad (\text{B.2})$$

admitindo a ausência de *chirp*.

Temos então

$$\begin{aligned} A(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{P_0} \cdot \operatorname{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right) \cdot \exp(i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot t) dt \\ &= \sqrt{P_0} \cdot \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \cos(2 \pi f t) \cdot \operatorname{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right) dt + i \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \sin(2 \pi f t) \cdot \operatorname{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right) dt \right\} \quad (\text{B.3}) \end{aligned}$$

Atendendo a que o produto entre a função seno e a função secante hiperbólica é uma função ímpar, o segundo integral da expressão (B.3) assume o valor zero, por outro lado como o produto entre a função coseno e a função secante hiperbólica é uma função par temos

$$A(f) = 2 \cdot \sqrt{P_0} \cdot \int_0^{+\infty} \cos(2\pi f t) \cdot \operatorname{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right) dt \quad (\text{B.4})$$

Após consulta duma tabela de integrais obtemos [2]

$$\int_0^{+\infty} \cos(\alpha \cdot x) \cdot \operatorname{sech}(\beta \cdot x) dx = \frac{\pi}{2 \cdot \beta} \cdot \operatorname{sech}\left(\frac{\alpha \cdot \pi}{2 \cdot \beta}\right) \quad (\text{B.5})$$

Atendendo às expressões (B.1), (B.4) e (B.5) temos

$$G_s(f) = P_0 \cdot T_0^2 \cdot \pi^2 \cdot \operatorname{sech}^2(\pi^2 \cdot f \cdot T_0) \quad (\text{B.6})$$

De (B.6) temos que a largura a meia altura do espectro será dada por [3]

$$B_{\text{fwhm}} = \frac{1}{T_0 \cdot \pi^2} \cdot 2 \cdot \ln(1 + \sqrt{2}) \quad (\text{B.7})$$

Por outro lado a largura a meia altura do solitão óptico em potência é dada por [3]

$$T_{\text{fwhm}} = T_0 \cdot 2 \cdot \ln(1 + \sqrt{2}) \quad (\text{B.8})$$

O produto entre a largura a meia altura do solitão em potência, no domínio do tempo, pela largura a meia altura da densidade espectral de potência, usualmente designado por TB, é dado por

$$TB = T_{\text{fwhm}} \cdot B_{\text{fwhm}} = \frac{1}{\pi^2} \cdot \left[2 \cdot \ln(1 + \sqrt{2})\right]^2 \approx 0.315 \quad (\text{B.9})$$

Notemos que o produto TB é independente da largura temporal do solitão, assumindo o valor de 0.315 para qualquer solitão sem *chirp*. Este valor é frequentemente usado como figura de mérito para avaliar as características espectrais de impulsos do tipo solitão.

## Referências

- [1] A. Bruce Carlson, *Communication systems*, McGraw-Hill, Singapura, Singapura, 1986, pp. 106-115.
- [2] I. S. Gradshteyn, I. M. Ryzhik, *Table of integrals, series, and products*, Academic Press, San Diego, EUA, 1980, pp. 503.
- [3] G. P. Agrawal, *Fiber - optic communication systems*, John Wiley & Sons, Nova Iorque, EUA, 1992, pp. 404.



## Apêndice C

### Derivação das Expressões para a Interação entre Solitões

Neste apêndice iremos apresentar os passos intermédios da resolução dos sistemas de equações diferenciais (5.9), (5.10) e (5.15), (5.16). Que descrevem, respectivamente, a interação entre solitões no caso de dois e três solitões.

#### C.1 Sistema de equações diferenciais (5.9) e (5.10)

O sistema de equações diferenciais (5.9) e (5.10) descreve a dinâmica de interação entre dois solitões. Nesta secção iremos apresentar a sua resolução detalhada. Para isso vamos começar por escrever o sistema de equações na forma seguinte

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \xi^2} = -C(q) \cdot \cos(2 \cdot \psi) \quad (\text{C.1})$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} = C(q) \cdot \sin(2 \cdot \psi) \quad (\text{C.2})$$

em que  $C(q) = 4 \cdot \exp(-2 \cdot q)$ .

Multiplicando ambos os membros da equação (C.2) por menos a unidade imaginária e adicionando (C.1) obtemos

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \xi^2} - i \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} = -4 \cdot \exp(-2 \cdot (q - i \cdot \psi)) \quad (\text{C.3})$$

Designando  $q - i \cdot \psi$  por  $\rho$  podemos rescrever (C.3) na forma seguinte

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial \xi^2} = -4 \cdot \exp(-2 \cdot \rho) \quad (\text{C.4})$$

Repetindo o procedimento efectuado para obter (C.4), mas multiplicando, agora, (C.2) pela unidade imaginária e designando  $q + i\psi$  por  $w$ , obtemos

$$\frac{\partial^2 w}{\partial \xi^2} = -4 \cdot \exp(-2 \cdot w) \quad (\text{C.5})$$

Notemos que

$$q = \frac{w + \rho}{2} \quad (\text{C.6})$$

e

$$\psi = \frac{w - \rho}{2 \cdot i} \quad (\text{C.7})$$

Admitindo uma solução da forma seguinte, para (C.4),

$$\rho = \ln[k_1 \cdot \cos(k_2 \cdot \xi)] \quad (\text{C.8})$$

em que  $k_1$  e  $k_2$  são números complexos, obtemos após substituírmos (C.8) em (C.4)

$$k_1^2 \cdot k_2^2 = 4 \quad (\text{C.9})$$

Admitindo que  $q(0) = q_0$  e  $\psi(0) = \psi_0$ , e que a primeira derivada em ordem a  $\xi$  de  $q$  e  $\psi$ , na origem, são ambas nulas, obtemos, fazendo  $\xi$  igual a zero na equação (C.8) e atendendo a (C.9),

$$k_1 = \exp(q_0 - i \cdot \psi_0) \quad (\text{C.10})$$

e

$$k_2 = 2 \cdot \exp(-q_0 + i \cdot \psi_0) \quad (\text{C.11})$$

Repetindo o procedimento usado para resolver (C.4), para a equação (C.5), e assumindo uma solução da forma



$$w = \ln[k_3 \cdot \cos(k_4 \cdot \xi)] \quad (\text{C.12})$$

Obtemos

$$k_3 = \exp(q_0 + i \cdot \psi_0) \quad (\text{C.13})$$

e

$$k_4 = 2 \cdot \exp(-q_0 - i \cdot \psi_0) \quad (\text{C.14})$$

Atendendo a (C.6), (C.7), (C.8) e (C.12) obtemos, após alguma manipulação algébrica, notando que  $\cos(ix) = \cosh(x)$ ,

$$q(\xi) = q_0 + \frac{1}{2} \cdot \ln \left[ \frac{\cosh[4 \cdot \exp(-q_0) \cdot \sin(\psi_0) \cdot \xi] + \cos[4 \cdot \exp(-q_0) \cdot \cos(\psi_0) \cdot \xi]}{2} \right] \quad (\text{C.15})$$

$$\psi(\xi) = \psi_0 + \frac{1}{2 \cdot i} \cdot \ln \left[ \frac{\cos[2 \cdot \exp(-q_0) \cdot \exp(-i \cdot \psi_0) \cdot \xi]}{\cos[2 \cdot \exp(-q_0) \cdot \exp(i \cdot \psi_0) \cdot \xi]} \right] \quad (\text{C.16})$$

## C.2 Sistema de equações diferenciais (5.15) e (5.16)

O sistema de equações diferenciais (5.15) e (5.16), descreve a dinâmica de interação entre o solitão externo e o solitão central num sistema de três solitões. Nesta secção iremos apresentar a sua resolução, considerando uma diferença de fase nula entre solitões.

Atendendo a que a diferença de fase é nula, na origem, ou seja  $\psi(0)$  é igual a zero, e considerando igualmente que a primeira derivada em ordem a  $\xi$  da diferença de fase é nula, na origem, temos, a partir de (5.16), que a segunda derivada também é nula, ou seja a diferença de fase permanece nula durante a propagação. Podemos assim reescrever (5.15) como

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \xi^2} = -2 \cdot a \cdot \exp(-q) \quad (\text{C.17})$$

Admitindo uma solução da forma seguinte, para (C.17),

$$q = 2 \cdot \ln[k_1 \cdot \cos(k_2 \cdot a \cdot \xi)] \quad (\text{C.18})$$

em que  $k_1$  e  $k_2$  são números complexos, temos, admitindo que  $q(0) = q_0$ , e a primeira derivada em ordem a  $\xi$  de  $q$ , na origem, é nula,

$$2 \cdot \ln[k_1] = q_0 \quad (\text{C.19})$$

e

$$k_1^2 \cdot k_2^2 = \frac{1}{a} \quad (\text{C.20})$$

Recordando que  $a = 2 \cdot \exp(-q_0)$  temos

$$k_1 = \sqrt{\frac{2}{a}} \quad (\text{C.21})$$

e

$$k_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (\text{C.22})$$

Donde se obtém finalmente

$$q = q_0 + \ln \left[ \cos^2 \left( \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot a \cdot \xi \right) \right] \quad (\text{C.23})$$

## Apêndice D

### Derivação da Variância do *Jitter* Devido ao Efeito de Raman

Neste apêndice apresentamos os passos intermédios da derivação da expressão (5.38), que nos dá à variância do *jitter* temporal devido ao efeito de Raman.

Conforme vimos na secção 5.3.3, a variância do *jitter* devido ao efeito de Raman, pode ser obtida, calculando a esperança do quadrado do terceiro e quarto termo da expressão (5.36), ou seja

$$\begin{aligned}
\sigma_{R,\delta\tau}^2 &= \left(\frac{32}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot E\left\{\left(\delta u_{s,1} + \delta u_{s,1} + \delta u_{s,1} + \delta u_{s,2} + \delta u_{s,1} + \delta u_{s,1} + \delta u_{s,2} + \delta u_{s,1} + \delta u_{s,2} + \delta u_{s,3} + \dots\right)^2\right\} \\
&+ \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot E\left\{\left(\delta u_{s,1} + \delta u_{s,1} + \delta u_{s,2} + \delta u_{s,1} + \delta u_{s,2} + \delta u_{s,3} + \dots\right)^2\right\} \\
&- 2 \cdot 2 \cdot \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot E\left\{\sum_{m=1}^{N_a} \sum_{k=1}^m \sum_{j=1}^k \delta u_{s,j} \cdot \sum_{k=1}^{N_a} \sum_{j=1}^k \delta u_{s,j}\right\} \\
&= \left(\frac{32}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot E\left\{\left(N_a \cdot \delta u_{s,1} + (N_a - 1) \cdot (\delta u_{s,1} + \delta u_{s,2}) + \dots\right)^2\right\} \\
&+ \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot E\left\{\left(N_a \cdot \delta u_{s,1} + (N_a - 1) \cdot \delta u_{s,2} + \dots\right)^2\right\} \\
&- 4 \cdot \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot E\left\{\sum_{m=1}^{N_a} \sum_{k=1}^m \sum_{j=1}^k \delta u_{s,j} \cdot \sum_{k=1}^{N_a} \sum_{j=1}^k \delta u_{s,j}\right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \left(\frac{32}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot E \left\{ \left( \delta u_{s,1} \cdot \sum_{j=1}^{N_a} j + \delta u_{s,2} \cdot \sum_{j=1}^{N_a-1} j + \delta u_{s,3} \cdot \sum_{j=1}^{N_a-2} j + \dots \right)^2 \right\} \\
&+ \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot \left\{ N_a^2 + (N_a - 1)^2 + \dots \right\} \cdot \sigma_{u_s}^2 \\
&- 4 \cdot \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot \left\{ N_a \cdot \sum_{j=1}^{N_a} j + (N_a - 1) \cdot \sum_{j=1}^{N_a-1} j + (N_a - 2) \cdot \sum_{j=1}^{N_a-2} j + \dots \right\} \cdot \sigma_{u_s}^2 \\
&= 4 \cdot \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot \left\{ \left( \sum_{j=1}^{N_a} j \right)^2 + \left( \sum_{j=1}^{N_a-1} j \right)^2 + \left( \sum_{j=1}^{N_a-2} j \right)^2 + \dots \right\} \cdot \sigma_{u_s}^2 \\
&+ \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot \sum_{j=1}^{N_a} j^2 \cdot \sigma_{u_s}^2 \\
&- 4 \cdot \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot \left\{ N_a \cdot \sum_{j=1}^{N_a} j + (N_a - 1) \cdot \sum_{j=1}^{N_a-1} j + (N_a - 2) \cdot \sum_{j=1}^{N_a-2} j + \dots \right\} \cdot \sigma_{u_s}^2 \\
&= 4 \cdot \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^3 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot \left\{ \left( \frac{N_a^2}{2} + \frac{N_a}{2} \right)^2 + \left( \frac{(N_a - 1)^2}{2} + \frac{(N_a - 1)}{2} \right)^2 + \dots \right\} \cdot \sigma_{u_s}^2 \\
&+ \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot N_a^3 \cdot \sigma_{u_s}^2 \\
&- 4 \cdot \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot \left\{ \left( \frac{N_a^2}{2} + \frac{N_a}{2} \right) + \left( \frac{(N_a - 1)^2}{2} + \frac{(N_a - 1)}{2} \right) + \dots \right\} \cdot \sigma_{u_s}^2 \\
&= \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^3 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot \left\{ \sum_{j=1}^{N_a} j^4 + 2 \cdot \sum_{j=1}^{N_a} j^3 + \sum_{j=1}^{N_a} j^2 \right\} \cdot \sigma_{u_s}^2 \\
&+ \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot N_a^3 \cdot \sigma_{u_s}^2
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -2 \cdot \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot \left\{ \sum_{j=1}^{N_a} j^2 + \sum_{j=1}^{N_a} j \right\} \cdot \sigma_{u_s}^2 \\
& = \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot \left\{ \frac{N_a^5}{5} + \frac{N_a^4}{2} + \frac{N_a^3}{3} + \frac{N_a^3}{3} - 2 \cdot \frac{N_a^3}{3} - N_a^2 - N_a \right\} \cdot \sigma_{u_s}^2 \\
& = \left(\frac{16}{15}\right)^2 \cdot \tau_R^2 \cdot u_{s,0}^6 \cdot \xi_a^4 \cdot \left\{ \frac{N_a^5}{5} + \frac{N_a^4}{2} - N_a^2 - N_a \right\} \cdot \sigma_{u_s}^2 \tag{D.1}
\end{aligned}$$

Na derivação da expressão (D.1), assumiu-se que  $N_a$ , ou seja o número de amplificadores ópticos do sistema, é suficientemente grande de modo a serem válidas as aproximações

$$\sum_{i=1}^{N_a} j^4 \approx \int_0^{N_a} j^4 dj = \frac{N_a^5}{5} \tag{D.2}$$

$$\sum_{i=1}^{N_a} j^3 \approx \int_0^{N_a} j^3 dj = \frac{N_a^4}{4} \tag{D.3}$$

e

$$\sum_{i=1}^{N_a} j^2 \approx \int_0^{N_a} j^2 dj = \frac{N_a^3}{3} \tag{D.4}$$



## Apêndice E

### Potência Média do Símbolo Lógico "1"

Neste apêndice vamos começar por calcular a energia do solitão e posteriormente iremos calcular a potência média do símbolo lógico "1".

A energia de um solitão óptico é dada pelo integral de  $-\infty$  a  $+\infty$  do modulo ao quadrado da envolvente complexa do campo eléctrico, atendendo à normalização adoptada nesta tese, ver expressão (2.59), ou seja

$$E_s = \int_{-\infty}^{+\infty} P_0 \cdot \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{T_0}\right) dt \quad (\text{E.1})$$

Após consulta duma tabela de primitivas obtemos [1]

$$\int \operatorname{sech}^2(u) du = \tanh(u) \quad (\text{E.2})$$

Usando as expressões (E.1) e (E.2) e tendo em conta que o quadrado da função secante hiperbólica é uma função par temos

$$E_s = 2 \cdot P_0 \cdot \int_0^{+\infty} \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{T_0}\right) dt = 2 \cdot P_0 \cdot T_0 \cdot \left[ \frac{1 - e^{-2t/T_0}}{1 + e^{-2t/T_0}} \right]_0^{+\infty} = 2 \cdot P_0 \cdot T_0 \quad (\text{E.3})$$

Associando ao símbolo lógico "1" a presença de um solitão, a potência média do símbolo lógico "1" será dada pelo quociente entre a energia do solitão, calculada no período do bit, ou seja considerando como limites de integração  $-T_{\text{bit}}/2$  e  $T_{\text{bit}}/2$ , e o período do bit. Quando  $T_{\text{bit}} \gg T_0$ , praticamente toda a energia do solitão está concentrada no período do bit e a potência média associada ao símbolo lógico "1" pode ser aproximada por

$$P_M = \frac{2 \cdot P_0 \cdot T_0}{T_{\text{bit}}} \quad (\text{E.4})$$

No caso de não se verificar a condição anterior obtemos

$$P_M = 2 \cdot \frac{P_0}{T_{\text{bit}}} \cdot \int_0^{T_{\text{bit}}/2} \text{sech}^2\left(\frac{t}{T_0}\right) dt = 2 \cdot P_0 \cdot \frac{T_0}{T_{\text{bit}}} \cdot \left( \frac{1 - e^{-T_{\text{bit}}/T_0}}{1 + e^{-T_{\text{bit}}/T_0}} \right) \quad (\text{E.5})$$

Notemos que teríamos obtido o mesmo resultado, para a energia do solitão, operando no domínio da frequência, ou seja, calculando o integral de  $-\infty$  a  $+\infty$  da densidade espectral de potência, ver expressão (B.6).

## Referências

- [1] Max Fogiel, Handbook of mathematical scientific, and engineering formulas, tables, functions, graphs, transforms, Research and Education Association, Piscataway, EUA, 1994, pp. 314.



## Glossário de Acrónimos

<b>Acrónimo</b>	<b>Designação em português</b>	<b>Designação em inglês</b>
ASE	emissão espontânea amplificada	amplified spontaneous emission
ASK	modulação digital de amplitude	amplitude shift keying
ASR	regime do solitão médio	average soliton regime
BER	taxa de erro de bit	bit-error rate
CPM	modulação cruzada de fase	cross phase modulation
DCF	fibra para compensação da dispersão	dispersion compensation fibre
DST	transmissão suportada pela dispersão	dispersion supported transmission
EDFA	amplificador de fibra dopada com Érbio	Erbium doped fibre amplifier
FSK	modulação digital de frequência	frequency shift keying
FWM	mistura de quatro ondas	four wave mixing
GVD	dispersão da velocidade de grupo	group velocity dispersion
IM/DD	intensidade modulada com detecção directa	intensity modulation with direct detection
ISI	interferência entre símbolos	intersymbol interference
ISM	método da difusão inversa	inverse scattering method
NRZ	não retorno a zero	non return to zero
NSE	equação não linear de Schrödinger	non-linear Schrödinger equation
PIN	positivo intrínseco negativo	positive-intrinsic-negative
PMD	dispersão devida à polarização dos modos de propagação	polarisation mode dispersion
PSK	modulação digital de fase	phase shift keying
RZ	retorno a zero	return to zero
SBS	difusão estimulada de Brillouin	stimulated Brillouin scattering
SPM	auto modulação de fase	self phase modulation
SRS	difusão estimulada de Raman	stimulated Raman scattering
WDM	multiplexagem por divisão no comprimento de onda	wavelength division multiplexing



## Lista de Tabelas

Tabela 2.1 - Atenuação numa fibra normal.....	21
Tabela 2.2 - Valores típicos para uma fibra normal na janela dos 1550 nm [1, 17].....	57
Tabela 4.1 - Valores de $Y_0$ , $Z_0$ , $Y$ e $Z$ estimados e da potência óptica medida para várias correntes de polarização.....	104
Tabela 4.2 – Valores dos parâmetros das equações de taxas do laser. A corrente de limiar do laser assume o valor de 11.55 mA à temperatura a que foram efectuados os ensaios, 25 °C. A constante térmica $k_T$ , foi determinada com base no ajuste da resposta DC do laser ( ver secção 4.4.2.1). O factor de alargamento de risca $\alpha_{ch}$ , foi determinado com base na interferência entre três riscas espectrais após propagação em 70.740 km de fibra, conforme foi descrito na secção 2.3.2.1.....	105
Tabela 5.1 - Diversas combinações possíveis para os quatro impulsos vizinhos do solitão que estamos a considerar.....	148
Tabela 5.2 - Parâmetros de um sistema de transmissão ideal a 10 Gbit/s.....	150
Tabela 5.3 - Parâmetros de um sistema de transmissão a 20 Gbit/s.....	161
Tabela 5.4 - Parâmetros de dois sistemas de transmissão. Um a 10 Gbit/s (a) e outro a 40 Gbit/s (b).....	166



## Lista de Figuras

Figura 2.1 - Medição da dispersão.....	24
Figura 2.2 - Montagem experimental usada na medição da dispersão.....	30
Figura 2.3 - Modulo da resposta em frequência normalizada para o comprimento de onda central de 1550 nm. Os pontos correspondem a medições experimentais e a tracejado temos a resposta teórica, obtida com base na expressão (2.19) depois de determinados os parâmetros $\alpha_{ch}$ e $\beta_2$ .....	30
Figura 2.4 - Recta obtida com base na expressão (2.21). Calculando o declive da recta obtemos o valor da dispersão.....	31
Figura 2.5 - Dispersão em função do comprimento de onda.....	32
Figura 2.6 - a) Impulso da forma $\text{sech}^2(t)$ ; b) Variação de fase não linear; c) Variação da frequência instantânea, notemos que a frequência instantânea é dada pelo simétrico da derivada da fase em ordem ao tempo d) A variação da frequência instantânea é tal que faz com que na parte da frente do impulso o comprimento de onda aumente e na cauda diminua relativamente ao comprimento de onda central.....	43
Figura 2.7 - Difusão estimulada de Brillouin.....	49
Figura 2.8 – Montagem utilizada para a medição do limiar de Brillouin. O comprimento da fibra são 20 km.....	51
Figura 2.9 - A cheio apresentamos a curva para a largura espectral da fonte de 14.9 GHz e a tracejado o resultado obtido com a largura espectral de 10 MHz.....	52
Figura 2.10 - Montagem utilizada para a medição do desvio de frequência de Brillouin.....	52
Figura 2.11 – Desvio de frequência óptica do campo de Stokes, resultante da difusão estimulada de Brillouin.....	53
Figura 3.1 - Propagação de um solitão fundamental, $N = 1$ .....	66
Figura 3.2 - a) Solitão de segunda ordem, $N = 2$ . b) Solitão de terceira ordem, $N = 3$ .....	67
Figura 3.3 - a) Sistema com amplificação distribuída. b) Sistema com amplificação concentrada.....	73
Figura 3.4 - Variação da amplitude do solitão no regime ASR.....	77
Figura 4.1 - Configuração típica de um laser de fibra. Notemos que a cavidade ressonante é constituída por um percurso fechado de fibra, sendo o ganho dado por um amplificador óptico. É	

usado um acoplador óptico para retirar o sinal da cavidade e um modulador electro-óptico para pulsar o laser ao ritmo de transmissão pretendido.....	95
Figura 4.2 - Esquema de um laser semiconductor e modulador integrados na mesma base.....	96
Figura 4.3 - Esquema de um laser semiconductor com um modulador externo do tipo Mach-Zehnder.....	96
Figura 4.4 - Esquema de um laser semiconductor modulado directamente. O laser é seguido por um filtro óptico estreito, que vai melhorar as características espectrais dos impulsos.....	97
Figura 4.5 – Quociente das funções transferência, os pontos representam o quociente das medições laboratoriais e a cheio temos a expressão analítica obtida após o ajuste dos parâmetros $Y_0$ , $Z_0$ , $Y$ e $Z$ . A figura (a) corresponde a uma corrente de polarização de 25 mA e a figura (b) a uma corrente de 35 mA. A função transferência de referência, em ambos os casos, foi medida com uma corrente de polarização de 15 mA.....	103
Figura 4.6 – Resposta em frequência do laser medida directamente e obtida através da expressão (4.10). A figura (a), (b), (c), (d) e (e) correspondem respectivamente às correntes de polarização de 15 mA, 25 mA, 35 mA, 45 mA e 55 mA.....	108
Figura 4.7 – Resposta em frequência do laser considerando os efeitos parasitas resultantes da ligação exterior à junção semicondutora. A figura (a), (b), (c), (d) e (e) correspondem respectivamente às correntes de polarização de 15 mA, 25 mA, 35 mA, 45 mA e 55 mA. Os pontos correspondem aos valores medidos no laboratório, a traço apresentamos a resposta desprezando os efeitos parasitas, a tracejado temos a resposta incluindo os efeitos parasitas, considerando uma frequência de corte de 4.8 GHz.....	112
Figura 4.8 – Simulação numérica e resultados experimentais da resposta DC do laser. A cheio temos o resultado da simulação considerando $k_T$ igual a zero.....	113
Figura 4.9 – Simulação numérica e resultados experimentais da resposta AC do laser.....	114
Figura 4.10 – Simulação numérica e resultados experimentais da resposta AC do laser. Considerando na simulação numérica o ponto de funcionamento do laser dado por (4.13) e (4.14)	115
Figura 4.11 – Simulação numérica e resultados experimentais da medição do desvio instantâneo da frequência da portadora óptica.....	116
Figura 4.12 – Circuito usado para a medição do desvio instantâneo da frequência da portadora óptica.....	116
Figura 4.13 – Variação do número de portadores e fotões de um laser semiconductor quando a corrente de injeção é uma onda quadrada. Podemos observar o pico resultante da primeira oscilação de relaxação no número de fotões.....	118

Figura 4.14 – Variação do número de portadores e fótons de um laser semiconductor quando a corrente de injeção é tal que leva o laser a operar abaixo do limiar antes da segunda oscilação de relaxação.....	119
Figura 4.15 – Forma dos impulsos para diversos pontos de funcionamento do laser. Notemos que para valores do índice de modulação $m$ , inferiores a 1 o sinal óptico segue o sinal eléctrico, ou seja, o laser tem um comportamento predominantemente linear, quando aumentamos o índice de modulação podemos observar as oscilações de relaxação.....	122
Figura 4.16 – Largura espectral do impulso para $I_0 = 15.0$ mA.....	123
Figura 4.17 – Espectro dos impulsos depois da filtragem óptica.....	125
Figura 4.18 – Impulso óptico estreito no domínio do tempo, com filtragem óptica, experimental, e sem filtragem óptica, simulado.....	125
Figura 4.19 – Sequência de impulsos modulada.....	126
Figura 4.20 – Medição do <i>jitter</i> do sinal à saída do emissor.....	127
Figura 4.21 – Visualização do sinal eléctrico usado para pulsar o laser.....	128
Figura 4.22 – Medição do <i>jitter</i> do sinal de relógio.....	128
Figura 4.23 – Diagrama de olho à saída do emissor.....	131
Figura 5.1 - Separação normalizada entre dois solitões em função do comprimento de dispersão e para diferentes diferenças de fase inicial. A separação temporal normalizada inicial é de 3.5.....	143
Figura 5.2 - No caso de três solitões, em que as distâncias e diferenças de fase relativas entre os solitões externos e o solitão central são iguais, as forças de interacção sobre o solitão B compensam-se mutuamente.....	145
Figura 5.3 - Distância normalizada entre solitões. As curvas a cheio são os resultados analíticos, as curvas a tracejado são os resultados numéricos obtidos resolvendo a equação não linear de Schrödinger.....	146
Figura 5.4 - No caso de quatro solitões os solitões centrais (B e C) estão praticamente fixos, porque cada um deles está rodeado por impulsos que exercem forças de interacção opostas.....	147
Figura 5.5 - De modo a analisar o problema da interacção entre solitões, numa sequência longa, podemos dividir a sequência em pequenos troços de modo a que possam ser analisados com base nos casos anteriores.....	148
Figura 5.6 - Histograma das variações do tempo de chegada num sistema ideal a operar a 10 Gbit/s. As setas no interior das barras são as funções delta obtidas através da expressão (5.18), $t_2$ e $t_3$ foram obtidos com base nas expressões (5.19) e (5.20), respectivamente.....	151
Figura 5.7 - Função densidade de probabilidade do tempo de chegada para um sistema a 20 Gbit/s.	

A linha cheia é o resultado de Gordon-Haus e as estrelas são os resultados obtidos através da simulação numérica.....	162
Figura 5.8 - Função densidade de probabilidade de um sistema a 20 Gbit/s. A linha a cheio é o resultado de Gordon-Haus, as estrelas são o resultados da simulação e a linha tracejada é o novo modelo.....	165
Figura 5.9 - Função densidade de probabilidade para um sistema a 10 Gbit/s (a), e para outro a 40 Gbit/s (b). As linhas a cheio são o resultado de Gordon-Haus, as estrelas são o resultado da simulação numérica e a linha a tracejado é o novo modelo.....	167
Figura 6.1 - Receptor óptico pré-amplificado.....	173
Figura 6.2 - Resposta impulsional do receptor <i>integrate and dump</i> simples.....	183
Figura 6.3 - Funções densidade de probabilidade da corrente à entrada do circuito de decisão para cada um dos símbolos lógicos.....	186
Figura 6.4 - Nível de decisão em função da relação SNR.....	190
Figura 6.5 - Valor da densidade espectral de potência bilateral do ruído de emissão espontânea amplificado, em função do espaçamento entre amplificadores, e após o pré-amplificador óptico do receptor.....	195
Figura 6.6 - Desempenho do sistema em função da largura a meia altura dos impulsos em potência para dois valores da separação entre amplificadores ópticos.....	196
Figura 6.7 - Desempenho do sistema em função do comprimento total, para dois valores da separação entre amplificadores ópticos e para uma razão de 100 nm-km entre a largura a meia altura dos solitões em potência e a dispersão da fibra óptica.....	197
Figura 6.8 - Resposta impulsional do receptor <i>integrate and dump</i> com janela reduzida.....	198
Figura 6.9 - Potência média normalizada correspondente ao símbolo lógico "1" em função da largura normalizada da janela de integração.....	200
Figura 6.10 - Desempenho do sistema em função do comprimento total para vários valores da largura da janela de integração dados em percentagem do período do bit. Considerou-se uma largura do solitão de 80 ps e um período do bit de 400 ps. Para uma janela de integração igual ao período do bit temos $M = 8$ .....	201
Figura 6.11 - Parâmetro $k$ para diferentes larguras do solitão e em função da razão entre a largura da janela de integração e a largura do solitão.....	203
Figura 6.12 - Desempenho do sistema para dois filtros ópticos do receptor, um com largura de banda de 0.2 nm e outro com 0.16 nm.....	204



Figura 6.13 - Desempenho do sistema em função da relação SNRM.....	205
Figura 6.14 - Receptor de máxima verosimilhança.....	206
Figura 6.15 - Desempenho do sistema com o filtro <i>integrate and dump</i> comparativamente ao desempenho óptimo em função da relação SNR.....	212
Figura 6.16 - Desempenho do filtro <i>integrate and dump</i> e desempenho óptimo em função da largura a meia altura dos impulsos em potência, para dois valores da separação entre amplificadores ópticos.....	213
Figura 6.17 - Sinal eléctrico resultante da filtragem de um impulso, usando o filtro ideal para diversas larguras de banda do filtro.....	214
Figura 6.18 - Sinal eléctrico resultante da filtragem de um impulso, usando o filtro gaussiano para diversas larguras de banda do filtro.....	215
Fig. 6.19 - Sinal eléctrico resultante da filtragem de um impulso, usando o filtro RC para diversas larguras de banda do filtro.....	216
Figura 6.20 - Sinal eléctrico resultante da filtragem de um impulso, usando o filtro <i>integrate and dump</i> para diversas larguras de banda do filtro.....	217
Figura 6.21 - Desempenho do sistema, em função do produto da largura de banda do filtro do receptor pelo período do bit, para diversos filtros e para um espaçamento entre amplificadores de 30 km.....	219
Figura 6.22 - Efeito do ruído térmico no desempenho do sistema, para várias valores da razão entre a largura a meia altura dos impulsos em potência e o valor da dispersão da fibra óptica.....	224
Figura 6.23 - Desempenho do sistema considerando diferentes valores de energia dispersiva e diferentes valores para a razão entre a largura a meia altura dos impulsos em potência e a dispersão da fibra óptica.....	225
Figura 7.1 - Valor normalizado da janela do receptor em função do produto entre a largura de banda eléctrica e o período do bit .....	239
Figura 7.2 - Diferença entre o valor absoluto do atraso e avanço que o receptor tolera antes de efectuar uma decisão errada.....	239
Figura 7.3 - Desempenho do sistema em função da largura do solitão, a cheio apresentamos os resultados obtidos por J. P. Gordon e L. Mollenaeuer, expressão (7.14), a tracejado apresentamos os resultados obtidos com a nossa formulação, expressão (7.13).....	241
Figura 7.4 - Desempenho do sistema em função da largura do solitão, considerando isoladamente o efeito do <i>jitter</i> e do ruído .....	243
Figura 7.5 - Aproximação da resposta normalizada do filtro <i>integrate and dump</i> , baseada na	

aproximação em série de McLaurin de 1ª e 2ª ordem..... 246

Figura 7.6 - Desempenho do sistema em função da largura do solitão, a tracejado apresentamos os resultados obtidos com a aproximação de 2ª ordem e a cheio a solução exacta, ou seja usando as expressões (7.13) e (7.14)..... 247

Figura 7.7 - Aproximação da resposta normalizada do filtro equalizador por uma parábola invertida, fixando a janela do receptor..... 249

Figura 7.8 - Desempenho do sistema em função da largura do solitão, considerando o efeito do *jitter* e do ruído..... 256

Figura 7.9 - Largura normalizada da janela do receptor e parâmetro *V* em função do produto da largura de banda eléctrica pelo período do bit..... 264

Figura 7.10 - Factor *r* em função do produto da largura de banda eléctrica pelo período do bit, num receptor do tipo *integrate and dump*..... 265

Figura 7.11 - Desempenho do sistema em função da largura do solitão, considerando o efeito do *jitter*, do ruído e da ISI..... 266

Figura A1 - Modulador interferométrico do tipo Mach-Zender ..... 277

Figura A.2 - Potência óptica de saída normalizada, em função de metade da diferença entre os atrasos de fase induzidos em cada um dos braços do modulador ..... 279