

2

Fundamentos da Amplificação Óptica em Fibras Dopadas com Érbio e Estudo da Viabilidade de um Sistema de Controle de Ganho

A descrição matemática da propagação de um sinal óptico em *fibras dopadas com Érbio* faz uso de vários princípios fundamentais baseados no eletromagnetismo clássico, na mecânica quântica e, principalmente, na física dos *lasers* (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*).

Uma fibra dopada com Érbio é um sistema que combina as facilidades de um guia de onda monomodo e de um *laser*, feito essencialmente de vidro, cuja física relacionada é bem conhecida. Entretanto, quando combinadas estas facilidades, surgem novas características que não podem ser obtidas em uma fibra não-dopada ou em um *laser* normal. Com o intuito de analisar este novo dispositivo construído a partir da fibra dopada com Érbio, um modelo específico teve de ser desenvolvido [6].

A primeira descrição teórica do efeito de amplificação da luz data do ano de 1958, elaborada por A. L. Schawlow and C. H. Townes, quando do estudo dos *masers* (*Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) [8].

A primeira análise do ganho de amplificadores à fibra dopada com íons de terras raras realizou-se quando da apresentação deste dispositivo em 1964, por C. J. Koester e E. A. Snitzer [9]. O efeito da sobreposição modal no meio constituinte do *laser*, concebido inicialmente como um feixe Gaussiano, foi investigado posteriormente por meio dos modos em guias de onda planos e retangulares. A extensão destes estudos para o caso das fibras dopadas com íons de terras raras aconteceu em meados da década de 80, impulsionados pelo interesse nos *lasers* de *Neodímio* (Nd).

Foi com o surgimento, também neste período, do primeiro amplificador a fibra dopada com Érbio, que uma nova teoria foi desenvolvida, buscando evidenciar as principais diferenças deste novo amplificador quando comparado

àquele dopado com Nd. Dentre as principais, pode-se destacar a possibilidade de implementação de sistemas de dois e três níveis de energia. Assim, a análise teórica dos amplificadores à fibra dopada com Érbio tornou-se mais completa no final do ano de 1990.

Para uma melhor compreensão do processo de amplificação de um sinal luminoso em um amplificador à fibra dopada com Érbio, é aconselhável que os vários passos sejam analisados separadamente, iniciando-se pelos princípios fundamentais.

O primeiro passo é escrever as equações de taxa para as populações atômicas de um sistema *laser* de três níveis de energia, mostrando a relação entre as magnitudes das taxas de emissão radiativa e não-radiativa características da sílica, que é o material vítreo comumente empregado na fabricação de amplificadores à fibra dopada com Érbio. De forma simplificada, um sistema de dois níveis de energia, que é um caso especial do sistema de três níveis, pode ser analisado [6].

Uma vez que as equações de taxa tenham sido assimiladas, parte-se então para o estudo específico do processo de amplificação do sinal, que requer a análise dos parâmetros que caracterizam o comportamento dinâmico do amplificador, tais como aqueles relacionados à absorção, à saturação na fibra, ao ganho e à perda intrínseca do guia de onda.

A dinâmica de ganho do amplificador, associada a uma perturbação em seu regime de operação, gera penalidades em relação ao seu desempenho convencional. Estas penalidades geradas são diminuídas ou eliminadas pelo emprego de um *sistema de controle de ganho*.

2.1

Equações de Taxa para um Sistema Laser de Três Níveis de Energia

Consideramos um sistema *laser* de três níveis de energia [6], como ilustrado na figura 1, mostrada a seguir.

Por definição, o *nível 1* é o *fundamental* e final da transição, o *nível 2* é *meta-estável*, caracterizado por um longo *tempo de vida* (τ) dos íons de Érbio, e o *nível 3* é de *bombeio*. As transições mais importantes ocorrem entre os níveis 1 e 2. Outro sistema de três níveis de energia possível é aquele onde o nível meta-

estável é o nível 3 e o nível final da transição é o nível 2. Buscando tornar o nosso estudo mais objetivo, consideraremos aqui somente um sistema de três níveis onde o nível final da transição é o nível fundamental, situação mais adequada para estudar as transições dos íons de Érbio do amplificador que utilizamos nas medidas de bancada¹.

Desta forma, a taxa de bombeio entre os níveis 1 e 3 é R_{13} e a taxa de emissão estimulada do nível 3 para o nível 1 é R_{31} . Do estado excitado correspondente ao nível 3, existem duas transições possíveis, quais sejam, radiativa (taxa $A_3^R = A_{32}^R + A_{31}^R$) ou não-radiativa (taxa A_{32}^{NR}). O decaimento espontâneo do nível 3 é considerado predominantemente não-radiativo, ou seja, $A_{32}^{NR} \geq A_3^R$. As taxas de absorção e emissão estimulada entre os níveis 1 e 2 são W_{12} e W_{21} . O decaimento espontâneo radiativo e não-radiativo do estado excitado correspondente ao nível 2 é $A_2 = A_{21}^R + A_{21}^{NR}$, com $A_{21}^R = 1/\tau$, onde τ , por definição, é o *tempo de vida*. Assumimos que este decaimento espontâneo é essencialmente radiativo, ou seja, $A_{21}^R \geq A_{21}^{NR}$. Os decaimentos espontâneos dos níveis 2 e 3 serão referenciados como A_{21} e A_{32} .

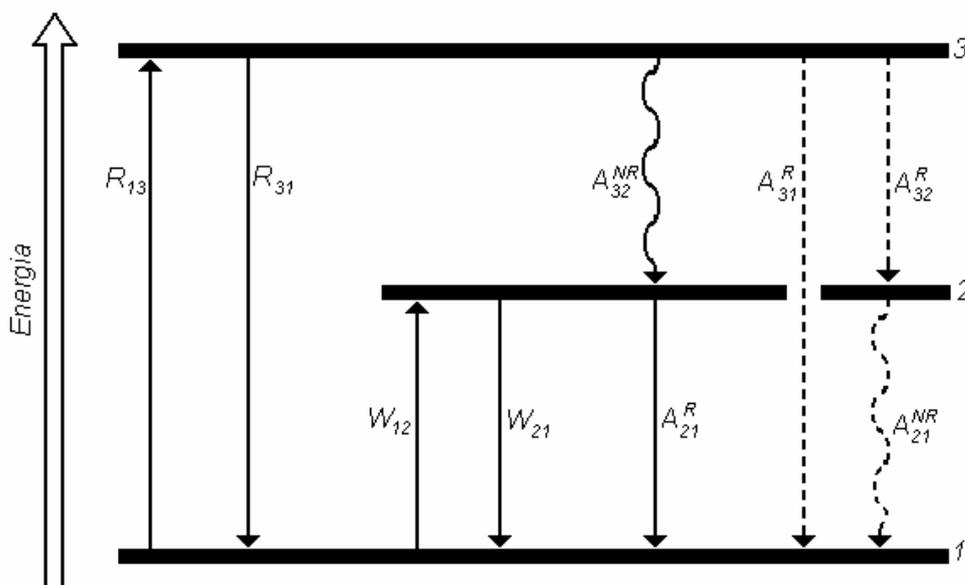


Figura 1 - Diagrama dos níveis de energia correspondente a um sistema de três níveis, onde a transição *laser* ocorre entre o nível 1 (fundamental) e 2 (meta-estável). Os símbolos R, W e A correspondem às taxas de bombeio, emissão e absorção estimulada e decaimento espontâneo entre os níveis; e os subscritos R e NR às emissões radiativas e não-radiativas, respectivamente.

¹ Ver apêndice A.1.

Consideremos ρ como sendo a densidade total de íons do *laser* e N_1 , N_2 e N_3 as densidades parciais ou populações de átomos dos níveis de energia 1, 2 e 3, respectivamente. Por definição, $\rho = N_1 + N_2 + N_3$.

Por conseguinte, podemos agora escrever as equações de taxa correspondentes a estas populações:

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + A_{21}N_2 \quad (2.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2 + A_{32}N_3 \quad (2.2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3 \quad (2.3)$$

Consideramos agora o regime estacionário, para o qual as populações de íons são invariantes no tempo, ou seja, $dN_i/dt = 0$ ($i = 1, 2, 3$). Chamamos $a = R_{31} + A_{32}$ e $b = W_{21} + A_{21}$. Dessa forma, das eq. (2.2) e (2.3) obtemos,

$$W_{12}N_1 - bN_2 + A_{32}N_3 = 0 \quad (2.4)$$

$$R_{13}N_1 - aN_3 = 0 \quad (2.5)$$

Substituindo $N_3 = \rho - N_1 - N_2$ nas eq. (2.4) - (2.5) e resolvendo para N_1 e N_2 encontramos:

$$N_1 = \rho \frac{ab}{b(a + R_{13}) + aW_{12} + R_{13}A_{32}} \quad (2.6)$$

$$N_2 = \rho \frac{R_{13}A_{32} + aW_{12}}{b(a + R_{13}) + aW_{12} + R_{13}A_{32}} \quad (2.7)$$

Desta vez, substituímos as definições de a e b e fatoramos o termo $A_{21}A_{32}$ nas eq. (2.6) e (2.7) para obter:

$$N_1 = \rho \frac{(1 + W_{12}\tau) \left(1 + \frac{R_{13}}{A_{32}} \right)}{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}} \right) + W_{12}\tau \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}} \right) + R_{13}\tau} \quad (2.8)$$

$$N_2 = \rho \frac{R_{13}\tau + W_{12}\tau \left(1 + \frac{R_{13}}{A_{32}} \right)}{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}} \right) + W_{12}\tau \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}} \right) + R_{13}\tau} \quad (2.9)$$

Além disso, assumimos que a taxa de decaimento não-radiativa A_{32} é dominante sobre as taxas de bombeio R_{13} e R_{31} , ou seja, $A_{32} \gg R_{13,31}$. Com isso, as eq. (2.8) e (2.9) tornam-se:

$$N_1 = \rho \frac{1 + W_{21}\tau}{1 + R\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau} \quad (2.10)$$

$$N_2 = \rho \frac{R\tau + W_{12}\tau}{1 + R\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau}$$

onde $R = R_{13}$. Pelos resultados anteriores, $N_3 = \rho - N_1 - N_2 = 0$, ou seja, a população do nível de bombeio (nível 3) é negligenciável em virtude do decaimento predominantemente não-radiativo (A_{32}) para o nível 2 ou meta-estável.

A análise do efeito da absorção de fótons de bombeio e de sinal no estado excitado (*ESA – Excited State Absorption*), típico de fibras dopadas com Érbio em vários comprimentos de onda na faixa de 450 a 1050 nm [6], não é realizada em virtude de termos praticamente restringido nossas medidas à banda C, 1530 a 1560 nm, e empregado um EDFA comercial² com 2 fontes de bombeio co-propagantes, uma em 980 nm e outra em 1480 nm, e 1 contra-propagante em 1480 nm.

Não bastasse esta incompatibilidade espectral, segundo o efeito *ESA* os átomos são excitados para um 4º nível de energia por meio da absorção de fótons de sinal e de bombeio, a partir do nível meta-estável (*nível 2*). Por isto, este efeito só se verifica em EDFAs com grande concentração de íons de Érbio[6], que não é o caso do amplificador que empregamos. Logo, os efeitos relacionados a um 4º nível de energia são minimizados, possivelmente inexistentes no nosso amplificador, e também por isso não são desconsiderados.

As equações de taxa que descrevem as migrações dos íons em um sistema *laser* mostradas nas eq. (2.1) – (2.3) e aquelas que descrevem as populações do estado estacionário, descritas pelas eq. (2.10), são muito importantes para a compreensão da dinâmica das populações de íons quando à entrada do EDFA é acoplada uma perturbação de forma de onda quadrada. Esta análise é desenvolvida nas seções 2.2 e 2.3 a seguir.

2.2

Dinâmica das Populações de Íons de um EDFA

A análise teórica do regime transiente de um EDFA realizada a seguir será restrita, por simplicidade, ao caso onde a distribuição transversal de potência de bombeio e sinal está confinada à fibra dopada. Entretanto, as conclusões desta análise aplicam-se também ao caso geral, que pode ser descrito por um método idêntico [6].

A propagação bidirecional, tanto do bombeio quanto do sinal, a auto-saturação pela potência de *ASE* (*amplified spontaneous emission* – emissão

² Ver apêndice A.1.

espontânea amplificada) e a absorção no estado excitado (*ESA*) aumentam a complexidade da solução e não são consideradas.

Inicialmente, reescrevemos as três equações de taxa que descrevem a evolução temporal das densidades de população de íons de Érbio N_1 , N_2 e N_3 (de acordo com a figura 1):

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + A_{21}N_2 \quad (2.11)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2 + A_{32}N_3 \quad (2.12)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3 \quad (2.13)$$

Nas equações acima, a dependência temporal das populações N_1 , N_2 e N_3 , das taxas de bombeio $R_{13,31}$ e das taxas de emissão estimulada $W_{12,21}$ não é mostrada para facilitar o entendimento. Para a conservação do número de íons, temos $N_3(z,t) = \rho_0 - N_1(z,t) - N_2(z,t)$ e, portanto, a eq. (2.13) torna-se redundante.

Por outro lado, as equações de taxa para o bombeio e sinal tomam a forma:

$$\frac{\partial P_p(z,t)}{\partial z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial P_p(z,t)}{\partial t} = \alpha_p \Gamma_p (N_3 - N_1) P_p(z,t) \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial P_s(z,t)}{\partial z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial P_s(z,t)}{\partial t} = \alpha_s \Gamma_s (\eta_s N_2 - N_1) P_s(z,t) + 2\alpha_s \Gamma_s \eta_s N_2 P_0 \quad (2.15)$$

onde³ v_g é a velocidade de grupo (considerada de mesmo valor para o sinal e para o bombeio), $\Gamma_{p,s}$ é o fator de recobrimento em $\lambda_{p,s}$ (igual a $(a_0/\omega_{p,s})^2$ para dopagem confinada), $\alpha_{p,s}$ é o coeficiente de absorção em $\lambda_{p,s}$, η_s é a razão das seções de choque de emissão e absorção em λ_s e P_0 é a potência de ruído equivalente na entrada do amplificador para uma banda $\delta\nu$.

Geralmente, ao sistema de equações (2.11) - (2.15) não estão associadas soluções analíticas simples, tornando a interpretação física da dinâmica de populações (e conseqüentemente da dinâmica de ganho) do EDFA uma tarefa complicada.

Entretanto, este sistema de equações possui solução exata na entrada da fibra dopada, isto é, quando $z = 0$, de forma que tanto o bombeio quanto o sinal podem ser representados por um pulso quadrático. Em outras palavras, isto significa modelar um sistema baseado em parâmetros concentrados, que desconsidera os efeitos associados à propagação do sinal, tais como a perda intrínseca associada ao guia de onda, a variação da polarização da luz e o ruído gerado ao longo do sistema.

Trata-se, portanto, de um modelo bastante aproximado, mas a sua simplicidade revela-se uma vantagem no sentido de que permite um entendimento básico e rápido do regime transiente em um EDFA.

Primeiramente, escrevemos as populações atômicas $N_i(0,t)$ ($i = 1, 2, 3$) em um sistema de três níveis de energia, cujos sinal e bombeio apresentam envoltória quadrada, em $z = 0$, como sendo:

$$N_i(t) = a_i e^{-t/t_1} + b_i e^{-t/t_2} + c_i \quad (2.16)$$

onde os coeficientes a_i , b_i e c_i e as constantes de tempo t_1 , t_2 são funções dos parâmetros $q = P_p(0,t)/P_{sat}(\lambda_p)$, $p = P_s(0,t)/P_{sat}(\lambda_s)$ e τ_{21} e τ_{32} . Considerando o caso

³ É importante perceber que as eq. (2.14) e (2.15) não são diretamente derivadas das eq. (2.11) a (2.13). A omissão do procedimento matemático realizado para obtê-las [6] não compromete o entendimento do restante do desenvolvimento teórico, já que aproximações pertinentes são consideradas e uma solução satisfatória é apresentada.

específico da sílica dopada com Érbio, para a qual $\tau_{21} \ll \tau_{32}$, reescrevemos a eq. (2.16) de uma forma simplificada como:

$$N_1(0,t) = \left(N_1^0 - \frac{I + W_{21}\tau_{21}}{I + p + q} \right) e^{-t/t_1} + \frac{I + W_{21}\tau_{21}}{I + p + q} \quad (2.17)$$

$$N_2(0,t) = \left(\frac{I + W_{21}\tau}{I + p + q} - N_1^0 \right) e^{-t/t_1} + (N_1^0 + N_2^0 - I) e^{-t/t_2} + \frac{R\tau + W_{12}\tau}{I + p + q} \quad (2.18)$$

$$N_3(0,t) = (I - N_1^0 - N_2^0) e^{-t/t_2} \quad (2.19)$$

onde as constantes de tempo t_1, t_2 são definidas como:

$$t_1 = \frac{\tau_{21}}{I + \frac{P_p^{in}(0)}{P_{sat}(\lambda_p)} + \frac{P_s^{in}(0)}{P_{sat}(\lambda_s)}}} = \frac{\tau_{21}}{I + R\tau_{21} + (W_{12} + W_{21})\tau_{21}} \equiv \frac{\tau_{21}}{I + p + q} \quad (2.20)$$

$$t_2 = \frac{\tau_{32}}{I + \frac{\tau_{32}}{\tau_{21}} \frac{P_p^{in}(0)}{P_{sat}(\lambda_p)}}} = \frac{\tau_{32}}{I + \frac{\tau_{32}}{\tau_{21}} R\tau_{21}} \equiv \frac{\tau_{32}}{I + \frac{\tau_{32}}{\tau_{21}} q} \quad (2.21)$$

Nas eq. (2.17) - (2.19), as populações são normalizadas para a densidade máxima ρ_0 , ou seja, $N_1 + N_2 + N_3 = I$ e as populações N_1^0, N_2^0 e N_3^0 representam as condições iniciais em $t < 0$.

A dinâmica das populações de íons para um sistema de três níveis pode ser facilmente interpretada sob várias condições diferentes, com base nas equações anteriores. Consideremos as seguintes: (a) o bombeio é ligado quando todos os íons encontram-se no estado fundamental; (b) o sinal é ligado quando todos os íons estão no estado fundamental; (c) o sinal é ligado quando há íons em ambos os

estados, excitado e fundamental. As populações correspondentes aos três casos, dependentes do tempo, são:

$$(a) N_1(t) = \frac{q}{1+q} e^{-t/t_1} + \frac{1}{1+q}, N_2(t) = \frac{q}{1+q} \left(1 - e^{-t/t_1}\right), t_1 = \frac{\tau_{21}}{(1+q)} \quad (2.22)$$

$$(b) N_1(t) = \frac{W_{12}\tau_{21}}{1+p} e^{-t/t_1} + \frac{1+W_{21}\tau_{21}}{1+p}, N_2(t) = \frac{W_{12}\tau_{21}}{1+p} \left(1 - e^{-t/t_1}\right), t_1 = \frac{\tau_{21}}{(1+p)} \quad (2.23)$$

$$(c) N_1(t) = \left(\frac{1}{1+q} - \frac{1+W_{21}\tau_{21}}{1+p+q} \right) e^{-t/t_1} + \frac{1+W_{21}\tau_{21}}{1+p+q}, N_2(t) = 1 - N_1(t), t_1 = \frac{\tau_{21}}{(1+p+q)} \quad (2.24)$$

Em todos os casos, $N_2(t) = 1 - N_1(t)$ e $N_3(t) = 0$, resultado encontrado por considerarmos que o decaimento do nível 3 é muito rápido, ou seja, $\tau_{32} \ll \tau_{21}$, e, além disso, predominantemente não radiativo. Como conseqüência, a dinâmica do meio amplificador é função apenas da constante de tempo t_1 , que é descrita pela eq. (2.20). Entretanto, é importante ressaltar que este resultado foi obtido considerando-se uma fibra dopada com Érbio, exclusivamente.

De acordo com as eq. (2.22) – (2.24) anteriores, para (a) e (b), o efeito de um pulso de excitação (de bombeio ou sinal) é diminuir a população N_1 e aumentar N_2 . Entretanto, as populações do estado estacionário alcançadas quando $t \gg t_1$ não são idênticas. Para bombeios muito elevados ($q \gg 1$), o estado estacionário corresponde a um meio onde as populações estão totalmente invertidas ($N_1 = 0, N_2 = 1$), enquanto que ao caso de grandes sinais ($p \gg 1$) corresponde um regime onde as populações estão equalizadas, de acordo com $N_2 = (W_{12}/W_{21})/N_1$. Quando o pulso de excitação é desligado, as populações retornam às suas condições iniciais segundo o tempo característico $t_1 = \tau_{21}$. O

tempo de resposta ($t_{rec} = \tau_{21}$) é sempre maior do que o tempo de saturação ($t_{sat} = \tau_{21}/(1+q)$ ou $t_{sat} = \tau_{21}/(1+p)$).

No caso (c), o efeito do sinal de saturação é aumentar N_1 e diminuir N_2 , o que representa a saturação do ganho. O tempo de saturação $t_{sat} = \tau_{21}/(1+p+q)$, correspondente ao caso onde o sinal de excitação está ligado e é o menor dentre os três casos (a), (b) e (c), contanto que as mesmas potências (p, q) sejam consideradas. O tempo de resposta ($t_{rec} = \tau_{21}/(1+q)$), correspondente ao ato de desligar o sinal de excitação, diminui com o aumento da potência de bombeio q [6].

É importante lembrar que a descrição anterior ilustra o fato de que a dinâmica de populações do EDFA pode ser explicada e entendida a partir de um modelo simplificado. As soluções encontradas para este modelo correspondem à entrada da fibra dopada ($z = 0$, *parâmetros concentrados*) e, portanto, não representam com precisão o caso real de um EDFA, onde tanto a potência de bombeio quanto de sinal variam ao longo da fibra.

Ainda mais, as constantes de tempo prevêm um comportamento exponencial e não descrevem as oscilações de relaxação características de um sistema *laser* deste tipo. As oscilações de relaxação são excursões dinâmicas das populações do *laser* e apresentam uma frequência característica [10]. O modelamento apresentado também peca por não descrever a dinâmica da população de fótons e sua interação com os íons de Érbio no sistema *laser*.

Esta análise simplificada da resposta transiente do amplificador permite prever que *a dinâmica de ganho de um EDFA é usualmente lenta, ou seja, seus tempos de saturação e resposta, sob condições de operação típicas, vão desde algumas dezenas de microssegundos até alguns milissegundos* [6].

Mesmo sendo os EDFAs imunes ao *crosstalk* e *interferência intersimbólica* quando o sistema de comunicação em questão emprega elevadas taxas de bit na transmissão (da ordem de Gb/s ou Tb/s), penalidades de potência dos canais sobreviventes serão geradas por mudanças de potência de entrada caracterizadas por baixas frequências [6]. Em sistemas *WDM*, estas flutuações em baixa frequência da potência de entrada correspondem à alteração do tráfego da rede para suportar um maior número de canais ou em virtude de alguma falha causadora da queda dos canais do sistema. Estas penalidades geradas são

diminuídas ou eliminadas pelo emprego de um *sistema de controle de ganho*, cuja viabilidade de implementação discutimos, teoricamente, na próxima seção.

2.3

Estudo da Viabilidade de um Sistema de Controle de Ganho

O número de canais passantes no EDFA em um determinado instante varia em função da reconfiguração da rede, ou seja, do aumento de sua capacidade para suportar um maior número de canais ou ainda em virtude de alguma falha causadora da queda de um ou mais canais. Esta variação do número de canais propagantes resulta em uma perturbação da condição de operação estável do amplificador, de tal forma que surgirão flutuações ou transientes de potência de saída dos canais remanescentes. Isto aumenta a BER do sistema [11], principalmente se nenhuma técnica for empregada para garantir a operação estável do EDFA, independentemente das variações de sua potência de entrada.

Uma solução eficiente para este problema é um *sistema de controle de ganho*, que mantém o ganho do EDFA constante, independentemente das reconfigurações da rede ou perdas adicionais que o sistema possa vir a sofrer. Nesta seção, avaliamos, teoricamente, a viabilidade de implementação desta solução.

A implementação de um controle de ganho requer a realização de três funções básicas, quais sejam: (1) a detecção da variação da potência do sinal em relação a um determinado sinal de referência; (2) a geração de um sinal de erro e (3) a restauração das condições iniciais, de forma a eliminar o erro.

Segundo a literatura disponível [6], são várias e diferentes as configurações capazes de desempenhar estas três funções, mas fundamentalmente constituem um controle eletrônico de bombeio a partir do monitoramento do nível de sinal de entrada ou um sinal saturante realimentado ópticamente. Por simplicidade, nos referimos a estes dois tipos de controle de ganho como *controle por bombeio* e *controle por sinal saturante*, respectivamente. Estas duas técnicas de controle propõem-se, portanto, a fornecer estabilidade de ganho, ou seja, fazer com que o ganho G do amplificador permaneça constante quando ocorrerem variações das condições de seu sinal de entrada.

De acordo com a figura 2(a) a seguir, no *controle por bombeio* o sinal de erro é gerado pela variação da potência do sinal de entrada, detectada por meio de uma derivação, e convertida eletronicamente em um aumento ou diminuição da corrente da fonte de bombeio do amplificador; já no *controle por sinal saturante*, figura 2(b), o sinal de erro é gerado a partir de flutuações da potência de saída do amplificador, detectadas por meio de uma derivação, e convertidas eletronicamente em um aumento ou diminuição da corrente de bombeio da fonte óptica de sinal saturante a ser injetado no amplificador.

O efeito destes sistemas de controle pode ser explicado de maneira simplificada por meio do modelo de dinâmica de ganho desenvolvido na seção 2.2. Embora aquele modelo apresente soluções relativas à coordenada $z = 0$ ou *entrada da fibra dopada* (parâmetros concentrados) quando sujeita a perturbações por uma forma de onda quadrada, ele é muito útil pra explicar, qualitativamente, a dinâmica de ganho de um EDFA.

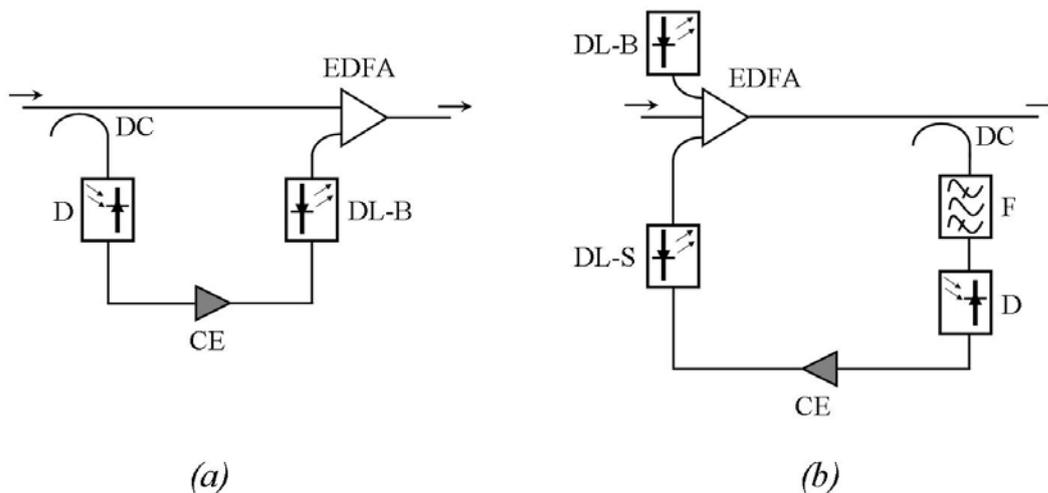


Figura 2 – Configurações para controle de ganho; (a) Controle por bombeio e (b) Controle por sinal saturante; DC: Acoplador direcional; D: Detector; CE: Circuito eletrônico; DL-B: Diodo *laser* de bombeio; DL-S: Diodo *laser* de sinal saturante; F: Filtro.

Consideremos primeiramente o *controle por bombeio*. Antes da perturbação, o meio amplificador é caracterizado por apresentar um nível de população no estado fundamental descrito por:

$$N_1^0 = \frac{I}{I + q} \quad (2.25)$$

onde q é a potência de bombeio em $z = 0$ normalizada para potência de saturação $P_{sat}(\lambda_p)$. Imediatamente depois que o sinal de entrada sofre uma perturbação na forma de pulso, em $t = 0$, a população do estado fundamental no tempo t torna-se:

$$N_1(0,t) = \left(N_1^0 - \frac{I + W_{21}\tau}{I + p + q} \right) e^{-t/t_1} + \frac{I + W_{21}\tau}{I + p + q} \quad (2.26)$$

onde p é a potência do pulso de entrada normalizada para potência de saturação $P_{sat}(\lambda_p)$, τ é o tempo de fluorescência, t_1 é a constante de tempo dependente dos níveis de potência de entrada e de saturação, definida na eq. (2.20) da seção 2.2 anterior, e $W_{21}\tau = \eta_s p / (I + \eta_s)$.

Os dois termos do membro direito da eq. (2.26) são as componentes transitória e estacionária da população do estado fundamental $N_1(0,t)$, estabelecidas por uma variação da potência do sinal de entrada. De acordo com a mesma equação, podemos suprimir a componente transitória pelo aumento instantâneo do sinal óptico de bombeio por uma quantidade δq em $t = 0$, como mostra a equação a seguir:

$$N_1^0 = \frac{I + W_{21}\tau}{I + p + q + \delta q} \quad (2.27)$$

ou seja, para conseguirmos eliminar a componente transitória da eq. (2.26) e voltarmos à condição do estado fundamental expressa pela eq. (2.25), $\delta q = (I + q) W_{21}\tau - p$. Desta forma e utilizando a eq. (2.26), encontramos a solução independente do tempo $N_1(0,t) = N_1^0$.

Esta solução mostra que é possível manter as populações do estado fundamental N_1 e do estado excitado $N_2 = \rho - N_1$ em seus níveis de estado estacionário por meio de um aumento apropriado da potência óptica de bombeio.

Na verdade, tais populações variam ao longo da direção longitudinal da fibra e a correção por bombeio necessária à compensação deve ser determinada por um método numérico.

Além disso, a demonstração simplificada anterior mostra que a correção por bombeio é proporcional à potência de sinal normalizada $p = P_s(0) / P_{sat}(\lambda_s)$. Portanto, torna-se necessário neste método de controle de ganho o conhecimento do comprimento de onda do sinal, em $P_{sat}(\lambda_s)$, para a geração do sinal de erro, baseado na detecção da potência de sinal na entrada $P_s(0)$. No caso de sistemas WDM, tal controle de bombeio necessitaria de uma análise espectral do sinal, o que não é prático [6].

Por outro lado, o método de *controle de ganho por sinal saturante* trabalha independentemente do sinal de entrada. Nesta configuração, considera-se inicialmente a propagação de um sinal saturante de potência constante p através do EDFA, o que resulta em uma população do nível fundamental no estado estacionário de:

$$N_1^0 = \frac{I + W_{21}\tau}{I + p + q} \quad (2.28)$$

Quando o pulso do sinal de perturbação de potência p' é injetado na entrada do sistema em $t = 0$, a população do nível fundamental no instante t torna-se:

$$N_1(0,t) = \left(N_1^0 - \frac{I + W_{21}\tau + W'_{21}\tau}{I + p + p' + q} \right) e^{-t/\tau} + \frac{I + W_{21}\tau + W'_{21}\tau}{I + p + p' + q} \quad (2.29)$$

A exemplo do caso anterior, os dois termos do membro direito da eq. (2.29) são as componentes transitória e estacionária da população do estado fundamental $N_1(0,t)$, estabelecidas por uma variação da potência óptica do sinal de entrada.

No caso de o sinal saturante atingir o nível de potência óptica necessário à compensação, a parcela transitória de N_1 será suprimida e as condições do estado estacionário são restabelecidas, qualquer que seja a natureza da perturbação na

entrada. A correção de potência óptica necessária $-\delta p$ é determinada pela seguinte condição:

$$N_1^0 = \frac{I + W_{21}\tau - \delta W_{21}\tau + W'_{21}\tau}{I + p - \delta p + p' + q} \quad (2.30)$$

A comparação das equações (2.28) e (2.30) mostra que a diminuição da potência óptica do sinal saturante deve igualar, exatamente, o nível de potência óptica do sinal de perturbação no instante considerado, ou seja, $\delta p = p'$ (e $\delta W_{21} = W'_{21}$). Na prática, da mesma forma que para o caso anterior, o estabelecimento da potência óptica exata para o sinal de compensação depende das variações do ganho ao longo da fibra e por isso deve ser determinado numericamente [6].

Além das limitações deste modelo já mencionadas na seção anterior, quanto a um sistema de parâmetros concentrados, ao comportamento exponencial, à omissão das oscilações de relaxação e da dinâmica da população de fótons, o sistema de controle de ganho baseado em um *sinal saturante* tal qual descrito nesta seção ainda apresenta limitações operacionais, que comprometem o seu desempenho.

Como vimos, a atuação deste sistema de controle de ganho é baseada no aumento ou diminuição da corrente de bombeio de uma fonte óptica auxiliar cujo sinal óptico emitido é usado para aumentar ou diminuir o nível de saturação do amplificador. Desta forma, consegue-se reduzir (maior saturação) ou aumentar (menor saturação) o ganho do EDFA e assim compensar o aumento ou a diminuição do nível potência dos canais remanescentes, respectivamente.

Considerando-se que neste processo são necessárias duas conversões, uma opto-elétrica (do sinal óptico de saída do EDFA no sinal elétrico que deve ser fornecido ao circuito eletrônico de controle) e uma eletro-óptica (do sinal de erro elétrico de saída do circuito eletrônico de controle no sinal óptico de saturação), o tempo de resposta deste sistema torna-se muito grande e sua atuação muito lenta, o que compromete a sua eficiência principalmente sob variações dinâmicas do tráfego.

Por isso, em nosso trabalho optamos por um sistema de controle totalmente óptico, diferente das técnicas convencionais que acabamos de apresentar, no qual

o amplificador é inserido em uma cavidade ressonante formada, essencialmente, por dois circuladores e duas redes de Bragg, e seu ganho controlado pela oscilação *laser* nesta cavidade, em um comprimento de onda externo à banda C de transmissão. Desta forma, disponibilizamos o espectro de ganho do EDFA correspondente a banda C integralmente para a amplificação dos canais WDM, sem nenhum prejuízo à figura de ruído ao longo desta ampla faixa de comprimentos de onda.

Além disso, como não há a necessidade de conversões eletro-ópticas, este sistema é consideravelmente mais simples do que qualquer um dos dois sistemas apresentados neste capítulo. Não bastasse a sua simplicidade, nosso sistema mostrou-se também mais eficiente, qualquer que seja a natureza da variação da potência de entrada do EDFA, já que a compensação é instantânea e precisa, como veremos mais adiante.

Igualmente importante foi encontrar uma boa referência teórica, já que optamos por desenvolver um trabalho experimental. Um modelamento mais completo de um sistema de controle de ganho dinâmico de um EDFA foi realizado por [11]. Neste modelo, a fibra dopada é completamente caracterizada a partir do conhecimento de seus quatro parâmetros fundamentais: o coeficiente de absorção, o coeficiente de ganho, a perda intrínseca do guia de onda e o parâmetro que reflete a saturação na fibra.

Este estudo do comportamento dinâmico do EDFA é baseado no modelo numérico de *Giles* [12], que assume um meio amplificador homogêneo. A potência total da *ASE* considerada é composta pelas suas componentes direta (*forward ASE*) e reversa (*backward ASE*). As equações de taxa e de propagação são funções do tempo e do espaço, que são decompostos em intervalos discretos Δz e Δt , respectivamente. Trata-se, portanto, de um sistema de *parâmetros distribuídos*.

Segundo este modelamento, as equações no espaço são integradas iterativamente para cada intervalo de tempo. O algoritmo de solução utiliza condições iniciais para avaliar a inversão da população no primeiro intervalo de tempo Δt . Este valor é então empregado para determinar o espectro de sinal e *ASE* e a potência de bombeio em função da posição longitudinal ao longo da fibra. Em

seguida, estas potências são utilizadas para avaliar a inversão no próximo intervalo de tempo $2\Delta t$, e assim sucessivamente.

Por meio deste processo computacional intenso, dinâmico e iterativo, a caracterização do comportamento dinâmico do EDFA desenvolvida em [11] é precisa e mais próxima da realidade. Estes atributos tornaram-na apta a nos servir como referência teórica, de forma a podermos comparar nossos resultados experimentais primordiais com aqueles obtidos a partir de seu criterioso modelamento.

Uma vez que já conhecemos os fundamentos da amplificação em fibras dopadas com Érbio e como atua um sistema de controle das instabilidades de seu ganho, é interessante que saibamos também quais os fatores que influenciam diretamente a eficiência de um EDFA. Disto trata o capítulo seguinte, que nos mostra também a atuação de um EDFA em sistemas de armazenamento de sinais ópticos por linhas de atraso e como estimar o valor da figura de ruído após a propagação do sinal por vários EDFAs em cascata.