

# Ruído de fase de lasers semicondutores — Parte II

M. F. FERREIRA (\*), J. F. ROCHA e J. L. PINTO

Universidade de Aveiro

*A largura espectral e o ruído de fase dos lasers semicondutores podem ser devidamente condicionados pelo recurso a uma realimentação óptica externa. Algumas características desse condicionamento, bem como da influência do ruído de fase no desempenho dos sistemas ópticos coerentes, serão revistas neste artigo.*

## 1. Introdução

Num artigo prévio [1] referimos a grande largura espectral dos lasers semicondutores solitários, assim como a existência de picos satélites no seu espectro de emissão, que não é Lorentziano. Tais características impedem a utilização imediata destes lasers em aplicações que exigem um grau considerável de pureza espectral, como sejam as comunicações ópticas coerentes, os sensores interferométricos ou a espectroscopia de alta resolução.

Um dos processos melhor sucedidos para conseguir a purificação espectral dos lasers semicondutores consiste na incorporação de um reflector externo, que proporcione ao laser uma realimentação adicional. Verifica-se, nomeadamente, que a largura espectral do laser diminui aproximadamente com o inverso do quadrado do comprimento da cavidade externa [2].

Tal realimentação é susceptível, contudo, de provocar tanto o estreitamento como o alargamento da linha espectral [3, 4, 5, 6, 7], podendo, neste último caso, dar-se o que alguns autores denominam por «colapso da coerência» do laser [8, 9], gerando-se eventualmente uma espécie de «dinâmica caótica» [10, 11, 12, 13].

No presente artigo ocupar-nos-emos apenas das características relativas a um funcionamento estável do laser, que na prática é conseguido para algumas situações de realimentação externa forte [14]. Abordaremos nas secções 2 e 3 o condicionamento da largura espectral e do ruído de fase, respectivamente, pela realimentação externa. Na secção 4 referir-se-á sucin-

tamente a influência desse ruído de fase no desempenho dos sistemas ópticos coerentes, concluindo-se na secção 5 com um breve sumário.

## 2. Largura espectral de um laser semicondutor com realimentação externa

Na Fig. 1 representa-se o sistema constituído pelo laser semicondutor e pelo reflector externo. Uma análise desse sistema, válida

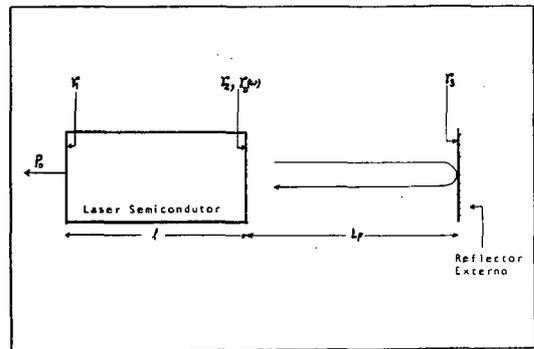


Fig. 1 — Laser semicondutor com realimentação externa.

para um grau arbitrário de realimentação, conduz-nos, a partir da eq. (8) da ref. [1], ao seguinte resultado para a largura espectral [15, 16, 17, 18]

$$\Delta\nu = \Delta\nu_0 / \left[ 1 + \frac{1}{\tau_l} \left\{ \alpha \operatorname{Re} \left( \frac{d \ln r_D}{d \omega} \right) - \operatorname{Im} \left( \frac{d \ln r_D}{d \omega} \right) \right\}^2 \right] \quad (1)$$

(\*) Bolseiro do I.N.I.C.

onde  $\Delta\nu_0$  é a largura espectral do laser solitário, dada pela eq. (5) da ref. [1],  $\tau_p$  é o tempo de ida e volta na cavidade (activa) laser,  $\text{Re}$  e  $\text{Im}$  significam «a parte real de ...» e «a parte imaginária de ...», representando  $r_D$  o coeficiente de reflexão efectiva para a face direita do laser da Fig. 1, dado por [19]:

$$r_D(\omega) = \frac{r_2 + r_3(\omega) e^{-i\omega\tau_p}}{1 + r_2 r_3(\omega) e^{-i\omega\tau_p}} \quad (2)$$

$\tau_p$  é o tempo de excursão na cavidade externa. Na Fig. 2 mostra-se a dependência de  $\Delta\nu/\Delta\nu_0$  relativamente ao coeficiente de reflexão da face intermédia do laser ( $r_2$ ), para uma cavidade externa de 15 cm de comprimento. Consideram-se vários valores do coeficiente de reflexão externa ( $r_3$ ) e duas situações no que respeita

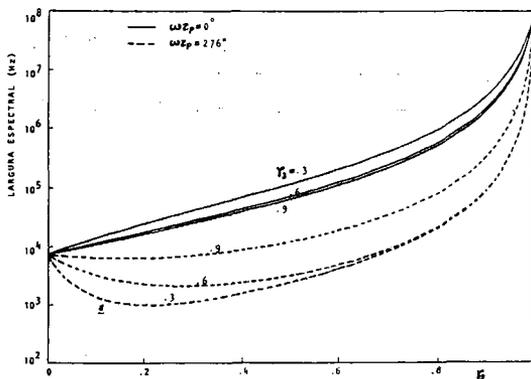


Fig. 2—Largura espectral normalizada ( $\Delta\nu/\Delta\nu_0$ ) em função do coeficiente de reflexão da face intermédia, para vários valores do coeficiente de reflexão externa. As linhas a cheio correspondem a um funcionamento coincidente com o mínimo da curva do ganho limiar do laser, enquanto as curvas tracejadas se referem a um funcionamento fora desse mínimo.

à curva de ganho limiar do laser: coincidência (caso em que se pode mostrar ser  $\omega\tau_p = n \cdot 360^\circ$ ,  $n$  inteiro) ou não ( $\omega\tau_p = 276^\circ$ ) com o mínimo dessa curva. Como se pode observar (curva  $a'$  da Fig. 2), a largura espectral pode ser substancialmente reduzida (cerca de 5 ordens de grandeza) por recurso a uma realimentação forte ( $\geq 10\%$ ) e a uma cavidade longa. Tal possibilidade foi verificada experimentalmente por

Wyatt [20, 21]. No caso de a realimentação ser proporcionada por um espelho simples ( $r_3 = \text{constante}$ ), verifica-se que o modo de funcionamento do laser corresponde praticamente ao mínimo da curva de ganho limiar [18], circunstância em que uma reflectividade mínima da face intermédia do laser favorece um maior estreitamento da linha espectral (linhas a cheio da Fig. 2).

Sendo a realimentação garantida, todavia, por uma rede reflectora ( $r_3 = r_3(\omega)$ ), melhora-se a estabilidade e o comportamento unimodal do laser [22], com a vantagem acrescida de permitir a sintonização deste numa gama de algumas centenas de angstroms [23], podendo determinar-se o seu funcionamento fora dos mínimos da referida curva [18, 21]. Neste caso, a largura espectral mínima é conseguida para uma reflectividade não nula da face intermédia do laser (curvas tracejadas da Fig. 2).

A incorporação de uma cavidade externa ao laser pode proporcionar igualmente uma redução significativa das variações em frequência (chirp), segundo um factor que, em dadas circunstâncias, é a raiz quadrada do factor de redução da largura espectral [18, 24, 25].

### 3. Espectro do ruído de fase e espectro de emissão de um laser semiconductor com realimentação externa

A realimentação externa de um laser semiconductor afecta, para além da sua largura espectral, todo o seu espectro do ruído de fase. As curvas tracejadas da Fig. 3 referem-se a cavidades de diferentes comprimentos ( $0,8 \text{ cm} < L_p < 13,5 \text{ cm}$ ), em situações de realimentação fraca ( $r_3 < 0,05$ ). Constata-se um abaixamento considerável do patamar relativo à região das baixas frequências (as cinco curvas proporcionam a mesma largura espectral), bem como a possibilidade de deslocamento para frequências mais elevadas do pico de ressonância, chegando a acontecer mesmo a sua quase eliminação (curva d) [26, 27]. Nesta última circunstância o espectro de emissão é praticamente Lorentziano.

Na ausência de efeitos parasitas, a banda de modulação em pequeno sinal de um semiconductor é determinada pela frequência das

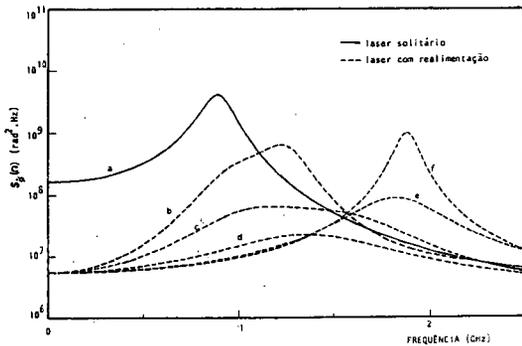


Fig. 3—Espectro do ruído de fase de um laser semiconductor solitário (curva a) e com realimentação externa, caracterizada por  $K\tau_p=0.5$  ( $K$ =coeficiente de realimentação) e  $\tau_p Vr=0.6$  (b),  $\tau_p Vr=0.3$  (d),  $\tau_p Vr=0.1$  (e) e  $\tau_p Vr=0.05$  (f).  $Vr$  é a frequência de ressonância [27].

oscilações de relaxação [28]. Na Fig. 4 representam-se os valores normalizados  $\bar{\Omega}/\bar{\Omega}_0$  e  $T/T_0$ , da frequência das oscilações de relaxação e da constante de decaimento dessas oscilações, respectivamente, sendo  $\bar{\Omega}_0$  e  $T_0$  os respectivos valores para o laser solitário. Constata-se que, num modo de funcionamento não coincidente com o mínimo da curva de ganho limiar (curvas tracejadas da Fig. 4), a banda de modulação de um laser com realimentação pode ser sensivelmente o dobro da do laser solitário correspondente [25, 28]. Entretanto, a constante de decaimento das oscilações de relaxação diminui com a realimentação do laser (curvas ponteadas da Fig. 4), o que é indesejável do ponto de vista dos sistemas de comunicação [29]. Quando o funcionamento do laser coincide com o mínimo da curva de ganho limiar, não é possível qualquer aumento da frequência das oscilações de relaxação através da realimentação [25] (curvas a cheio da Fig. 4).

Note-se, por fim, que o caso de cavidades externas longas ( $\tau_p \lesssim 2\pi/\bar{\Omega}$ ), em condições de realimentação fraca ou forte, proporcionando embora larguras espectrais admiravelmente pe-

quenas, se caracteriza por um espectro do ruído de fase apresentando grandes picos a múltiplos da frequência de ressonância dessas

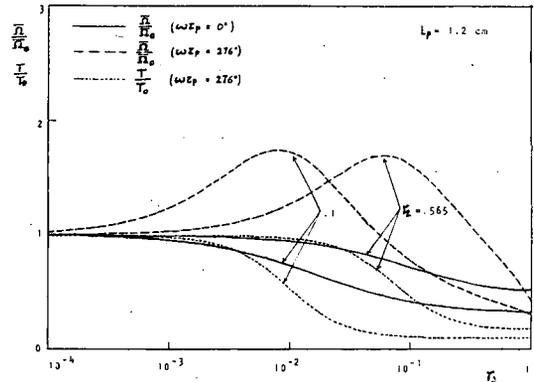


Fig. 4—Frequência e constante de decaimento das oscilações de relaxação, normalizadas pelos valores correspondentes do laser solitário em função do coeficiente de reflexão externa. As curvas tracejadas e ponteadas representam aquelas grandezas, respectivamente, numa situação de não coincidência com o mínimo da curva de ganho limiar, enquanto as curvas a cheio se referem à frequência das oscilações de relaxação quando se verifica tal coincidência.

cavidades, como se pode observar da Fig. 5. Tal facto, determinando valores elevados da variância da fase  $\sigma^2(\tau)$ , revela-se pernicioso

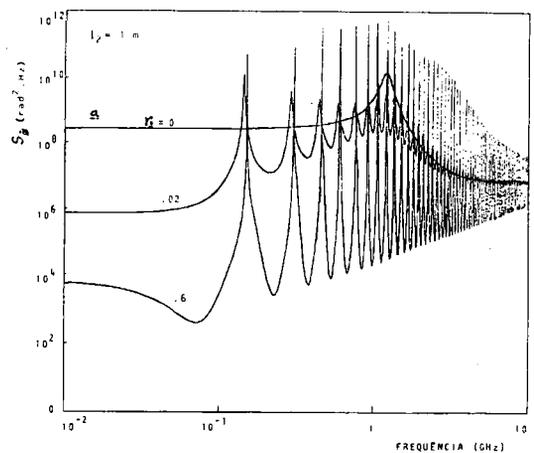


Fig. 5—Espectro do ruído de fase de um laser semiconductor acoplado a uma cavidade externa (passiva) de 1 metro de comprimento, para dois valores do coeficiente de realimentação externa:  $r_3=.02$  e  $r_3=.6$ . A curva a refere-se ao laser solitário.

para o desempenho dos sistemas ópticos de comunicação coerentes [25, 30, 31], como se verá a seguir.

#### 4. Influência do ruído de fase nas comunicações ópticas coerentes

As comunicações ópticas coerentes conhecem hoje um enorme esforço de investigação e desenvolvimento em muitos laboratórios do mundo, dadas as suas vantagens relativamente aos sistemas ópticos de detecção directa [32]. De facto, através da mistura de um sinal fraco com um campo oscilador local, o sinal detectado é susceptível de ser suficientemente ampliado, de modo a chegar-se próximo do limite físico de detectabilidade, imposto pelo ruído quântico [2, 33]. Além disso, os canais de comunicação podem ser estreitamente espaçados, permitindo uma única fibra e/ou amplificador óptico para a transmissão simultânea de um número elevado desses canais.

O sistema PSK («Phase Shift Keying») homodino permite teoricamente atingir o limite do ruído quântico (9 fótons/bit, para uma taxa de erro de  $10^{-9}$ ), enquanto os sistemas DPSK («Differential Phase Shift Keying»), FSK-DD («Frequency Shift Keying with Delay Demodulation»), ASK («Amplitude Shift Keying») e FSK («Frequency Shift Keying») com duplo filtro apresentam penalizações na sua sensibilidade de 3,5 dB, 5,5 dB, 7 dB e 10 dB respectivamente [34].

Verifica-se, entretanto, que quanto maior aproximação ao limite do ruído quântico (na ausência do ruído de fase) proporciona um dado sistema, mais sensível ele é ao ruído de fase [2].

O desempenho dos sistemas ópticos coerentes no que concerne à influência do ruído de fase é determinado pela variância da fase  $\sigma^2(\tau)$ , definida pela eq. (7) da ref. [1]. Admitindo-se um perfil Lorentziano para o espectro de emissão do laser, temos que  $\sigma^2(\tau) = 2\pi \Delta \nu \cdot \tau$ , sendo  $\Delta \nu$  a largura espectral do laser. Deste modo, os vários sistemas podem ser caracterizados quanto à largura espectral máxima tole-

rada, face a uma determinada taxa de erro de bit. Assim, para uma taxa de erro de  $10^{-9}$ , o sistema PSK homodino necessita de lasers com larguras espectrais inferiores a cerca de 0,05% do ritmo de transmissão, os sistemas heterodinos DPK-DD admitem larguras espectrais máximas de cerca de 0,5% do ritmo de transmissão e os sistemas heterodinos ASK e FSK com duplo filtro cerca de 10% desse ritmo de transmissão [34].

Contudo, ao contrário do que é geralmente admitido na caracterização dos sistemas coerentes, o perfil de emissão dos lasers semicondutores solitários ou com realimentação externa não é geralmente Lorentziano, como se viu na secção anterior. Apenas para cavidades externas pequenas e em dadas condições de realimentação e legítimo admitir um espectro Lorentziano, como pode observar-se na Fig. 6, onde se com-

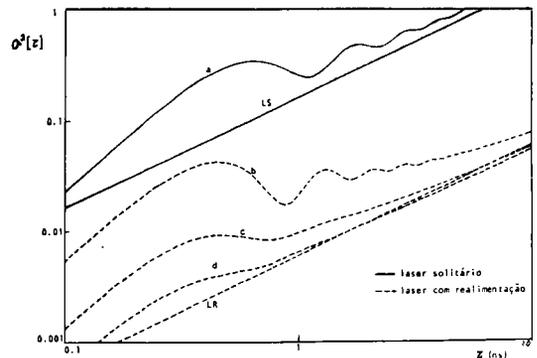


Fig. 6—Variância da fase  $\sigma^2(\tau)$ . As curvas a cheio dizem respeito ao laser solitário, com perfil Lorentziano (LS) ou perfil real (a). As curvas a tracejado referem-se ao laser com realimentação externa, correspondendo às curvas da Fig. 3. A curva LR corresponde a um perfil Lorentziano [27].

para a variância de fase  $\sigma^2(\tau)$  para as duas situações: perfil Lorentziano e perfil real. As curvas apresentadas correspondem às da Fig. 3, podendo ver-se que a curva *d* se acorda razoavelmente com a linha LR, correspondente a um perfil Lorentziano [27]. Em geral, contudo, os valores reais da variância de fase são superiores (por vezes, substancialmente) aos previstos com base nesse perfil [27, 35].

## 5. Conclusões

Os lasers semicondutores solitários, comparativamente a outros tipos de lasers, caracterizam-se por uma grande largura espectral e pela existência de picos satélites no seu espectro de emissão, o qual já não pode considerar-se Lorentziano. Estes fenómenos podem ser convenientemente condicionados pelo recurso à realimentação externa. Por este processo, conseguem-se larguras espectrais da ordem de 1 KHz, facto que, acrescentado à sua pequena dimensão, baixo consumo de potência e longa duração, torna os lasers semicondutores particularmente preferíveis para muitas aplicações. No campo dos sistemas ópticos coerentes de comunicação, todavia, deve atender-se não tanto à largura espectral dos lasers, mas à variância da sua fase, a qual pode ser substancialmente diferente da prevista na hipótese de um modelo Lorentziano para o espectro de emissão.

### REFERÊNCIAS

- [1] M. FERREIRA, J. F. ROCHA e J. L. PINTO — «Ruído de fase de lasers semicondutores — Parte I», *Gazeta de Física*, Vol. 12, n.º 4, 144 (1989).
- [2] C. H. HENRY — «Phase noise in semiconductor lasers», *J. Lightwave Technol.*, LT-4, 298 (1986).
- [3] G. P. AGRAWAL — «Line narrowing in a single-mode injection laser due to external optical feedback», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-20, 468 (1984).
- [4] E. PATZAK, H. OLESEN, A. SAGIMURA, S. SAITO e T. MUKAI — «Spectral linewidth reduction in semiconductor lasers by an external cavity with weak optical feedback», *Electron. Lett.*, V. 19, 938 (1983).
- [5] K. KIKUCHI e T. OKOSHI — «Simple formula giving spectrum-narrowing ratio of semiconductor laser output obtained by optical feedback», *Electron. Lett.*, V. 18, 10 (1982).
- [6] R. O. MILES, A. DANDRIGE, A. B. TVETEN, H. F. TAYLOR e T. G. GALLORENZI — «Feedback-induced line broadening in cw channel-substrate planar laser diodes», *Appl. Phys. Lett.*, V. 37, 990 (1980).
- [7] L. GOLBERG, H. F. TAYLOR, A. DANDRIGE, J. F. WELLER e R. O. MILES — «Spectral characteristics of semiconductor lasers with optical feedback», *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-30, 401 (1980).
- [8] D. LENSTRA, B. H. VERBEEK e A. J. DER BOEF — «Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-21, 674 (1985).
- [9] M. OHTSU — «Frequency stabilization in semiconductor lasers», *Opt. Quantum Electron.*, QE-22, 762 (1986).
- [10] H. OLESEN, OSMUNDSEN e B. TROMBORG — «Nonlinear dynamics and spectral behaviour for an external cavity laser», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-22, 762 (1986).
- [11] H. KAWAGUCHI e K. OTSUKA — «A new class of instabilities in a diode laser with an external cavity», *Appl. Phys. Lett.*, V. 45, 934 (1984).
- [12] Y. CHO e T. UMEDA — «Chaos in laser oscillators with delayed feedback», *J. Opt. Soc. Am.*, V. 1, 497 (1984).
- [13] K. OTSUKA e H. TWARURA — «Theory of optical multistability and chaos in a resonant-type semiconductor laser amplifier», *Phys. Rev. A*, V. 28, 3153 (1983).
- [14] R. W. TKACH e A. R. CRAPLYVY — «Regimes of feedback effects in 1.5 m distributed feedback lasers», *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-4, 1655 (1986).
- [15] B. TROMBORG, H. OLESEN, X. PAN e S. SAITO — «Transmission line description of optical feedback and injection locking for Fabry-Perot and DBF lasers», *IEEE Quantum Electron.*, QE-23, 1875 (1987).
- [16] A. PATZAK, A. SUGIMURA, S. SAITO, T. MIKAI e H. OLESEN — «Semiconductor laser linewidth in optical feedback configurations», *Electron. Lett.*, V. 19, 1026 (1983).
- [17] D. R. HJELME e A. R. MICKELSON — «On the theory of external-cavity operated single-mode semiconductor lasers», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-23, 1000 (1987).
- [18] R. F. KAZARINOV e C. H. HENRY — «The relation of line narrowing and chirp reduction resulting from the coupling of a semiconductor laser to a passive resonator», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-23, 1401 (1987).
- [19] H. SATO e J. OHYA — «Theory of spectral linewidth of external-cavity semiconductor lasers», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-22, 1060 (1986).
- [20] R. WATT e W. J. DEVLIN — «10 KHz linewidth 1.5 m InGaAsP external cavity laser with 55 mm tuning range», *Electron. Lett.*, V. 19, 10 (1983).
- [21] R. WYATT — «Spectral linewidth of external cavity semiconductor lasers with strong frequency-selection feedback», *Electron. Lett.*, V. 21, 658 (1985).

# 6.ª OLIMPIADAS DE FÍSICA

## Provas Regionais 1990

### Delegação Regional de Coimbra

(25 de Maio de 1990)

#### PROVA PARA O 9.º ANO

1.ª parte (1h 15min.)

I

O material de que dispões para a realização da prova permite que investigues algumas características de circuitos eléctricos. Começa por montar o circuito representado esquematicamente na Fig. 1.

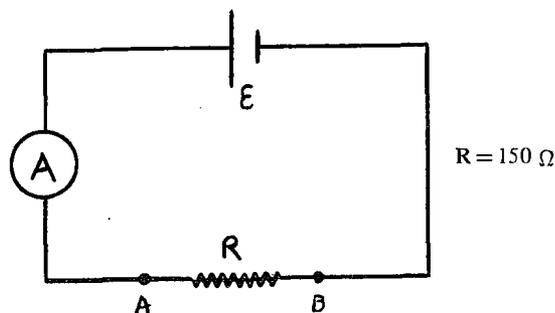


Fig. 1

Regula a fonte de alimentação de modo a que o valor indicado no amperímetro seja de 100 mA. A seguir liga a resistência  $R_p = 18 \Omega$  em paralelo com a resistência de  $150 \Omega$ .

1. Como explicas o facto do amperímetro passar a indicar um valor diferente do que indicava anteriormente?

Roda lentamente o botão de regulação da fonte de alimentação, de maneira a que o valor indicado pelo amperímetro seja ainda 100 mA. Retira o amperímetro da posição em que se encontra e coloca-o no circuito tal como sugere a Fig. 2, de maneira a poderes medir o novo

- [22] N. A. OLSSON e J. P. VAN DER ZIEL — «Tuning characteristics of an external cavity 1.5 m laser oscillator», *Electron. Lett.*, V. 21, (1985).
- [23] M. W. FLEMING e A. MOORADIAN — «Spectral characteristics of external cavity controlled semiconductor lasers», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-7, 44 (1981).
- [24] G. DUAN, P. GALLION e G. DEBARGE — «Analysis of frequency chirping of semiconductor lasers in the presence of optical feedback», *Opt. Lett.*, V. 12, 800 (1987).
- [25] M. FERREIRA, G. F. ROCHA e J. L. PINTO — «FP and DFB semiconductor lasers with arbitrary external optical feedback», *Proc. SPIE's — OE/Fibers' 89* (Boston, MA, 1989), paper 1175-06.
- [26] P. SPANO, S. PIAZZOLLA e M. TAMBURRINI — «Theory of noise in semiconductor lasers in the presence of optical feedback», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-20, 350 (1984).
- [27] M. FERREIRA, J. L. PINTO e J. R. F. ROCHA — «Ruído de fase de lasers semicondutores em sistemas ópticos coerentes de comunicação», comunicação à 6.ª Conferência Nacional de Física, Aveiro, Portugal (1988).
- [28] G. P. AGRAWAL e C. H. HENRY — «Modulation performance of a semiconductor laser coupled to an external high-Q resonator», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-24, 134 (1988).
- [29] G. P. AGRAWAL e T. M. SHEN — «Importance of rapid damping of relaxation oscillations for high-performance optical communication systems», *Electron. Lett.*, V. 22, 1087 (1986).
- [30] N. SCHUNK e K. PETERMMAN — «Minimum bit rate of DPSK transmission for a semiconductor laser with a long external cavity and strong linewidth reduction», *J. Lightwave Technol.*, LT-5, 1309 (1987).
- [31] K. KIKUCHI, T. OKOSHI, M. NAGAMATSU e N. HENMI — «Degradation of bit error rate in coherent optical communications due to spectral spread of the transmitter and local oscillator», *J. Lightwave Technol.*, LT-2, 1024 (1984).
- [32] Y. YAMAMOTO e T. KIMURA — «Coherent optical fiber transmission systems», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-17, 919 (1981).
- [33] J. SALZ — «Coherent Lightwave Communications», *AT & T Tech. J.*, V. 64, 2153 (1985).
- [34] J. GARRETT e G. JACOBSEN — «The influence of laser linewidth on coherent optical receivers with nonsynchronous demodulation», *J. Lightwave Technol.*, LT-5, 551 (1987).
- [35] S. PIAZZOLLA, M. TAMBURRINI e P. SPANO — «Influence of the non-Lorentzian emission lineshape of laser diodes on the BER floor in DPSK heterodyne optical systems», *Opt. Quantum Electron.*, V. 20, 35 (1988).