

# Ruído de fase de lasers semicondutores — Parte I

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

Universidade de Aveiro

*Uma largura espectral excessiva e um espectro de emissão não-Lorentziano são duas características dos lasers semicondutores não previstas pela teoria clássica dos lasers. A descrição desses fenómenos é revista neste artigo.*

## 1. Introdução

A existência de lasers semicondutores monomodo operando à temperatura ambiente e a conveniência da sua utilização em muitas aplicações exigindo um elevado grau de coerência, tais como a espectroscopia de alta resolução, os sensores interferométricos e as comunicações ópticas coerentes, determinaram nos últimos anos um renovado interesse pelo estudo da largura espectral e do ruído de fase que os caracterizam. Esse estudo conduziu ao reconhecimento de algumas particularidades dos lasers semicondutores, não conformes à teoria tradicional.

O objectivo deste artigo e do seguinte — «Ruído de Fase de Lasers Semicondutores — Parte II» — é proporcionar uma panorâmica das particularidades aludidas. Sem se pretender referir exaustivamente todo o trabalho que, neste campo, tem ultimamente sido realizado, dar-se-á especial relevo aos aspectos que, de algum modo, influenciam o desempenho das comunicações ópticas coerentes, actualmente ainda em fase de investigação e desenvolvimento laboratorial.

No presente artigo trataremos da largura espectral e do ruído de fase próprio de um laser semiconductor (Fabry-Perot) solitário, dedicando-se o artigo seguinte à consideração dos mesmos fenómenos em lasers sujeitos a realimentação óptica externa, bem como à sua influência no desempenho dos sistemas ópticos de comunicação coerentes.

## 2. Largura espectral de um laser semiconductor solitário

Num laser semiconductor os fótons podem ser gerados quer por emissão estimulada, que

é o processo responsável pela amplificação laser e em que a radiação emitida por um átomo se encontra exactamente em fase com a radiação circunvizinha desse átomo, quer por emissão espontânea, determinada pelo tempo de vida finito dos portadores no nível de energia superior do laser. Estas emissões espontâneas alteram descontinuamente a fase e a intensidade do campo eléctrico, como se representa na Fig. 1. Nesta figura, o ponteadado

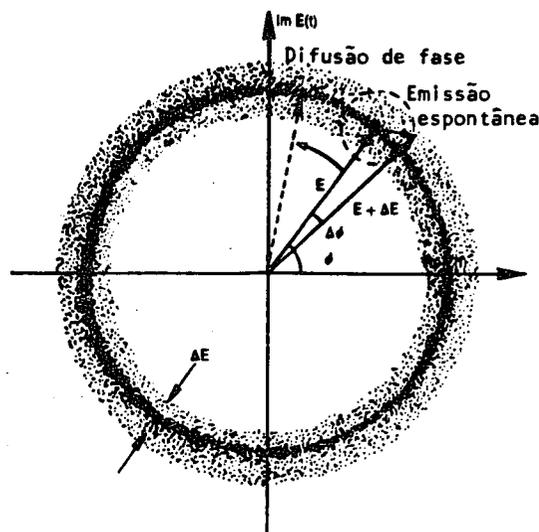


Fig. 1 — Representação complexa do campo. Cada ponto representa a extremidade do vector campo em sucessivos instantes de um dado intervalo de tempo [11].

significa a extremidade do vector campo em instantes sucessivos de um certo intervalo de tempo.

Os fótons emitidos espontaneamente têm por efeito adicionar um pequeno vector ao vector campo de amplitude  $E$  e fase  $\phi$ , resul-

(\*) Bolseiro do INIC.

tando um novo campo com amplitude  $E + \Delta E$  e fase  $\phi + \Delta\phi$ . Como a fase da emissão espontânea é arbitrária o campo resultante situa-se algures no pequeno círculo a tracejado indicado na Fig. 1.

Devido ao acoplamento entre o campo da radiação e a concentração de portadores, a intensidade do campo sofre oscilações de relaxação, até regressar ao seu valor de equilíbrio. A fase, entretanto, não possuindo qualquer força restauradora do valor inicial, e em consequência de sucessivas emissões espontâneas, caracteriza-se por um movimento tipicamente Browniano, tendo Lax [1] verificado que a variância da diferença da fase, em dois instantes distanciados no tempo de  $\tau$ , depende linearmente desse intervalo, de acordo com a expressão:

$$\sigma^2(\tau) = \langle [\phi(t+\tau) - \phi(t)]^2 \rangle = \frac{R}{2I} \tau \quad (1)$$

onde  $R$  é a taxa total de emissão espontânea e  $I$  é o número total de fotões (intensidade), proporcional à potência emitida pelo laser. Estas alterações de fase apresentam uma distribuição Gaussiana [1, 2], podendo escrever-se a correlação do campo no instante  $t + \tau$  com o campo no instante  $t$  na forma:

$$\langle E^*(t+\tau) E(t) \rangle \approx E(t)^2 e^{i\omega\tau - \sigma^2/2} \quad (2)$$

onde  $\omega$  é a frequência da radiação (suposta monocromática). O espectro de emissão do laser é dado pela transformada de Fourier da eq. (2). Considerando a eq. (1), obtém-se um perfil Lorentziano, com uma largura espectral dada por

$$\Delta\nu_{ST} = \frac{R}{4\pi I} \quad (3)$$

A eq. (3), que estabelece uma proporcionalidade inversa entre a largura espectral e a potência emitida laser, é a bem conhecida fórmula modificada de Schawlow-Townes [3, 4], que, até há pouco, era supostamente válida para todos os tipos de lasers. Todavia, num trabalho pioneiro, Fleming e Mooradian [5] observaram experimentalmente que a largura

espectral de um laser semiconductor GaAlAs, apesar de ser inversamente proporcional à potência, era cerca de 50 vezes superior ao previsto pela eq. (3).

Parte dessa largura espectral excessiva foi justificada atendendo à inversão incompleta da população entre os níveis de energia do laser, fenómeno peculiar dos lasers semicondutores. Isso traduz-se pela incorporação na eq. (3) de um factor  $n_s$  — o denominado factor de emissão espontânea — dado pela razão entre a taxa de emissão espontânea por modo e a taxa de emissão estimulada por fotão do laser, e cujo valor é cerca de 2,5 [6]. A outra parte do alargamento foi elegantemente justificada por Henry [7]: durante as oscilações de relaxação, seguintes a qualquer emissão espontânea, a densidade de portadores flutua também; consequentemente, as partes real ( $n'$ ) e imaginária ( $n''$ ) do índice de refração variam, determinando esta última alteração no ganho, tendente a restabelecer o equilíbrio de intensidade, enquanto da variação da parte real resulta uma flutuação adicional da fase e, por via disso, um maior alargamento da linha espectral. O respectivo factor de alargamento é  $(1 + \alpha^2)$ , onde

$$\alpha = \frac{\Delta n'}{\Delta n''} \quad (4)$$

é a razão entre as variações da parte real e da parte imaginária do índice de refração.

A largura espectral dum laser semiconductor é dada, então, por [7, 8]:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_{ST} n_s (1 + \alpha^2) \quad (5)$$

Um parâmetro  $\alpha$  semelhante ao anterior é suposto ocorrer igualmente para os lasers gasosos [9], sendo a sua ordem de grandeza, todavia, igual ou inferior à unidade.

No que concerne aos lasers semicondutores permanece por receber explicação satisfatória o facto de ser não nula a ordenada na origem das rectas indicadas na Fig. 2, baseadas em dados experimentais [10]. Este valor, não muito significativo à temperatura ambiente, torna-se apreciável para temperaturas suficientemente baixas [11, 12].

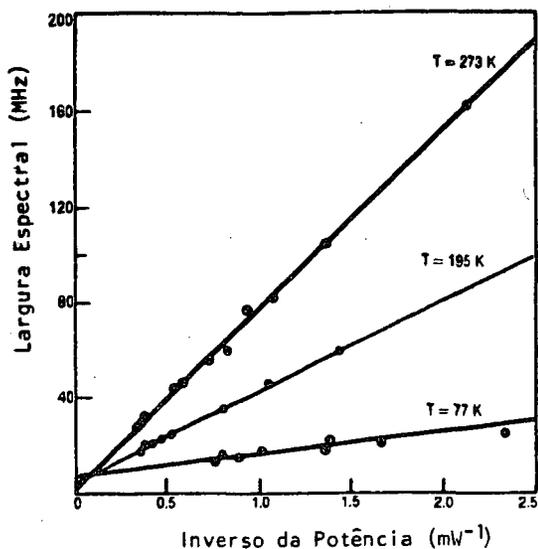


Fig. 2 — Largura espectral de um laser semiconductor GaAlAs de frequência única em função do inverso da potência emitida, às temperaturas de 273 K, 195 K e 77 K [10].

### 3. Espectro do ruído de fase e espectro de emissão de um laser semiconductor solitário

Seguindo o mesmo processo indicado anteriormente para a determinação do espectro de emissão do laser, pode agora obter-se o espectro das flutuações de frequência, calculando a transformada de Fourier da função de autocorrelação dessas flutuações:

$$S_{\dot{\phi}}(\Omega) = F \{ \langle \dot{\phi}(t+\tau) \dot{\phi}(t) \rangle \} \quad (6)$$

onde

$$\dot{\phi}(t) = \frac{d\phi(t)}{dt}$$

é a frequência angular instantânea da radiação óptica e  $\Omega$  é a frequência angular referida à frequência central do laser. A variância da fase  $\sigma^2(\tau)$  pode ser obtida a partir de  $S_{\dot{\phi}}(\Omega)$  na forma [2, 13]:

$$\sigma^2(\tau) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty [S_{\dot{\phi}}(\Omega)/\Omega^2] (1 - \cos \Omega \tau) d\Omega \quad (7)$$

A eq. (1) resulta da eq. (7) quando  $S_{\dot{\phi}}(\Omega) = \frac{R}{2I} = \text{constante}$ . Todavia, Daino e col. [2] observaram experimentalmente que este espectro

não é constante, como se supunha, mas apresenta um pico de ressonância à frequência das oscilações de relaxação, de modo semelhante ao que acontece com o espectro do ruído de intensidade [14, 15]. Este facto novo foi explicado teoricamente [13, 16, 17, 18] com base nos mesmos argumentos que justificam o excesso da largura espectral do laser semiconductor, sendo consequência do valor relativamente elevado do parâmetro  $\alpha$  da eq. (4), que estabelece o acoplamento entre as flutuações da fase e da amplitude.

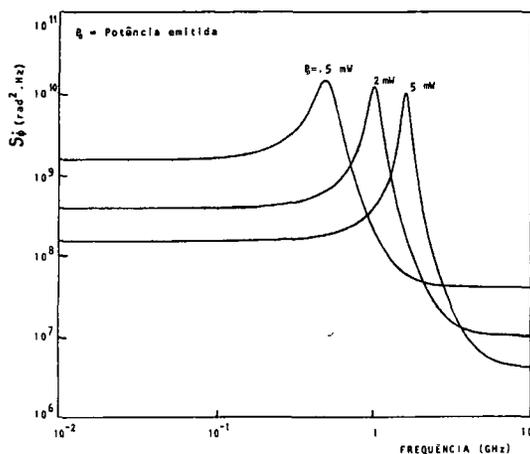


Fig. 3 — Espectro do ruído de fase de um laser semiconductor solitário para três valores da potência emitida por uma das suas faces:  $P_0 = .5$  mW, 2 mW e 5 mW.

A Fig. 3 representa o espectro do ruído de fase (flutuações da frequência instantânea) para um laser semiconductor solitário. Da sua observação ressalta, para além do pico de ressonância, a cerca de 1 GHz da frequência central do laser, a existência de um patamar relativamente elevado na região das baixas frequências, facto que determina o valor «excessivo» da largura espectral. Na verdade, não havendo variação apreciável de  $S_{\dot{\phi}}(\Omega)$  perto de  $\Omega = 0$ , temos que essa largura espectral é dada por [19, 20]:

$$\Delta\nu = \frac{S_{\dot{\phi}}(0)}{2\pi} \quad (8)$$

A existência de um pico de ressonância em  $S_{\dot{\phi}}(\Omega)$  tem como consequência imediata o facto de o espectro de emissão do laser não

ser já Lorentziano, mas apresentar picos satélites, separados do pico central por múltiplos da frequência das oscilações de relaxação (Fig. 4).

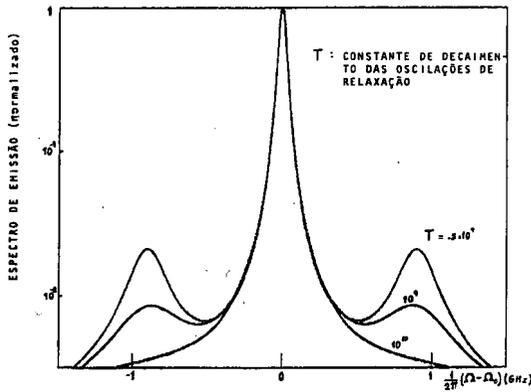


Fig. 4 — Espectro de emissão de um laser semiconductor para três valores da constante de amortecimento das oscilações de relaxação:  $T = .5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ ,  $1 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$  e  $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ .

#### 4. Conclusão

Os lasers semicondutores solitários, comparativamente a outros tipos de lasers, caracterizam-se por uma grande largura espectral ( $\Delta\nu.P_0 \approx 50 - 100 \text{ MHz.mW}$ ) e pela existência de picos satélites no seu espectro de emissão, o qual já não pode considerar-se Lorentziano. Ambos os fenômenos, que se devem ao acoplamento entre as flutuações da fase e da amplitude do campo, não eram previstos pela teoria clássica dos lasers.

Com as características evidenciadas, os lasers semicondutores solitários não podem ser utilizados de imediato em várias aplicações, impondo-se como necessário o recurso a técnicas adicionais de purificação espectral.

#### REFERÊNCIAS

- [1] MAX, M. — «Classical noise V: Noise in self-sustained oscillators», *Phys. Rev.*, V, 160, 290 (1967).
- [2] DAINO, B., SPANO, P., TAMBURRINI, M. e PIAZZOLA, S. — «Phase noise and spectral line shape in semiconductor lasers», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 266 (1983).
- [3] SCHAWLOW, A. L. e TOWNES, C. H. — «Infrared and optical masers», *Phys. Rev.*, V. 112, 1940 (1958).
- [4] HEMPSTEAD, R. D. e LAX, A. — «Classical noise VI: Noise in self-sustained oscillations near threshold», *Phys. Rev.*, V. 161, 350 (1967).
- [5] FLEMING, M. W. e MOORADIAN, A. — «Fundamental line broadening of single-mode GaAlAs diode lasers», *Appl. Phys. Lett.*, V. 38, 511 (1981).
- [6] HENRY, C. H., LOGAN, R. A. e WERRIT, F. R. — «Measurement of gain and absorption spectra in AlGaAs buried heterostructure lasers», *J. Appl. Phys.*, V. 51, 3042 (1980).
- [7] HENRY, C. H. — «Theory of the linewidth of semiconductor lasers», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-18, 259 (1982).
- [8] VAHALA, K. e YARIV, A. — «Semiclassical theory of noise in semiconductor lasers, part I», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 1096 (1983).
- [9] RISKEN, H. e SEYBOLD, R. — «Linewidth of a detuned single-mode laser near threshold», *Phys. Lett.*, V. 38A, 63 (1972).
- [10] WELFORD, D. e MOORADIAN, A. — «Output power and temperature dependence of the linewidth of single frequency cw (GaAl)As diode lasers», *Appl. Phys. Lett.*, V. 40, 865 (1982).
- [11] MOORADIAN, A. — «Laser linewidth», *Physics Today*, V. 38, 43 (1985).
- [12] HENRY, C. H. — «Phase noise in semiconductor lasers», *J. Lightwave Technol.*, LT-4, 298 (1986).
- [13] HENRY, C. H. — «Theory of the phase noise and power spectrum of a single-mode injection laser», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 1391 (1983).
- [14] MCCUMBER, D. E. — «Intensity fluctuations in the output of cw laser oscillators», *Phys. Rev.*, V. 141, 306 (1966).
- [15] LAX, M. — «Rate equations and amplitude noise», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-3, 37 (1967).
- [16] VAHALA, M. e YARIV, A. — «Semiclassical theory of noise in semiconductor lasers, part II», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 1102 (1983).
- [17] SPANO, P., PIAZZOLA, S. e M. TAMBURRINI, M. — «Phase noise in semiconductor lasers: a theoretical approach», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-1195 (1983).
- [18] SCHIMPE, R. e HARTH, W. — «Theory of FM noise of single-mode lasers», *Electron. Lett.*, V. 19, 136 (1983).
- [19] SCHNK, N. e PETERMMAN, K. — «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).
- [20] TROMBORG, B., OLESEN, H., PAN, X. e SAITO, S. — «Transmission line description of optical feedback and injection locking for Fabry-Perot and DBF lasers», *IEEE Quantum Electron.*, QE-23, 197 (1987).