VÌ TÍNH BẤT ĐỐI XỨNG CỦA PHỔ LASER HE—NE

ĐINH VĂN HOÀNG

1. MỞ ĐẦU

Lasơ He—Ne là lạser đầu tiên hoạt động ở chế độ liên tục và được sử dụng rộng rãi trong nhiều mục đích khác nhau. Nó đã trở thành một công cụ hữu hiệu troig thực nghiệm quang học, cũng như trong thực nghiệm quang học, cũng nhr trong việc xác định nhiều giả thiết lý thuyết. Sự tìm hiểu các đặc trưng cobản của phổ cho đến nay đã được nhiều tác giả quan tâm [1—8]. Một đặc trưng nổi bật của laser He—Ne là sự bất đối xứng của phổ ở một trạng thái kích thích nào đó. Hiện tượng đã được Nash [9] nêu lên, tuy nhiên phổ của Laser He-Ne loại vòng lại có đặc trưng đối xứng. Garside [10] đã nghiên cứu chi tiết cả hai loại laser với buồng cộng hưởng dạng vòng và dạng Fabry—Perot ở bước sóng phát $\lambda = 6328$ Å và đã đưa ra giải thích định tính về tính chất bất đối xứng của phổ. Theo tác giả đó là do mất mát phụ thuộc tần số tức do sự tán sắc của nôi trường hoạt chất laser. Giả thiết này là hợp lý nhưng sự khẳng định lý thuyết một cách định lượng hiện còn chưa rõ ràng. Mục đích của bài báo này là nghiên cứu lý thuyết về sự bất đối xứng của phổ laser He—Ne trên cơ sở lý thuyết Lamb về laser khí.

Được xét đến buồng cộng hưởng Fabry--Perot và laser phát ở bước sóng 6328 Å. Hàm trường trong buồng cộng hưởng được mô tả bởi phương trình Lamb. Sr sai khác ở đây là trong tính toán các đại lượng như sự mở rộng đồng nhất,, không đồng nhất, năng lượng kích thích, thời gian sống ở các múc hoạt động lasr... là những tham số có thể thay đổi được. Ở mục §2 được nêu lên phương trình cơ bản ở mục §3 trình bầy các kết quả cùng biện luận.

2. CÁC PHƯƠNG TRÌNH CƠ BẢN

Chúng tôi sử dụng các phương trình cơ bản dựa trên cơ sở lý thuyết Lamb trong gần đúng của giới hạn Doppler như trình bầy trong [11[. Các hàm trường của bức xạ laser trong buồng cộng hưởng được mô tả bằng phương trình sau :

$$\dot{\tilde{E}}_n = \frac{1}{2}(g_n - x)\,\tilde{E}_n - \sum_{\mu\rho\sigma} \tilde{E}_\mu \tilde{E}_\rho \tilde{E}_\sigma \delta_{\mu-\rho+\sigma,n} \left[-\sin \Psi_{\mu\rho\sigma n} F(\mu\rho\sigma) + \right.$$
$$\left. + \cos \Psi_{\mu\rho\sigma n} G(\mu\rho\sigma) \right] \qquad (1)$$

$$\Phi_n \tilde{E}_n = g_n h_n (\Omega - \omega_n) \tilde{E}_n - \sum_{\mu\rho\sigma} \tilde{E}_\mu \tilde{E}_\rho \tilde{E}_\sigma \delta_{\mu-\rho+\sigma,n} \left[\cos \Psi_{\mu\rho\sigma n} F(\mu\rho\sigma) + \right.$$
$$\left. + \sin \Psi_{\mu\rho\sigma n} G(\mu\rho\sigma) \right] \qquad (2)$$

ở đây hệ số liên kết $F(\mu\rho\sigma)$ và $G(\mu\rho\sigma)$ được xác định bằng biểu thức

$$F(\mu\rho\sigma) = \delta_{\rho\sigma} \frac{\dfrac{\Omega - 1/2\omega_\mu - 1/2\omega_\sigma}{\gamma_{ab}}}{1 + \left(\dfrac{\Omega - 1/2\omega_\mu - 1/2\omega_\sigma}{\gamma_{ab}}\right)^2} +$$

$$+ \frac{\gamma_b}{\gamma_a+\gamma_b} \frac{\dfrac{\omega_\rho + \omega_\sigma}{\gamma_a} + \dfrac{-1/2\omega_\mu + \omega_\rho - 1/2\omega_\sigma}{\gamma_{ab}}}{\left[1 + \left(\dfrac{\omega_\rho - \omega_\sigma}{\gamma_a}\right)^2\right]\left[1 + \left(\dfrac{-1/2\omega_\mu + \omega_\rho - 1/2\omega_\sigma}{\gamma_{ab}}\right)^2\right]} +$$

+ cùng biểu thức với γ_a và γ_b đổi chỗ cho nhau (3)

$$G(\mu\rho\sigma) = \delta_{\rho\sigma} \frac{1}{1 + \left(\dfrac{\Omega - 1/2\omega_\mu - 1/2\omega_\sigma}{\gamma_{ab}}\right)^2} +$$

$$+ \frac{\gamma_b}{\gamma_a+\gamma_b} \frac{1 - \dfrac{-1/2\omega_\mu + \omega_\rho - 1/2\omega_\sigma}{\gamma_{ab}} \dfrac{\omega_\rho - \omega_\sigma}{\gamma_a}}{\left[1 + \left(\dfrac{\omega_\rho - \omega_\sigma}{\gamma_a}\right)^2\right]\left[1 + \left(\dfrac{-1/2\omega_\mu + \omega_\rho - 1/2\omega_\sigma}{\gamma_{ab}}\right)^2\right]} +$$

+ cùng biểu thức với γ_a và γ_b đổi ckỗ cho nhau. (4)

Trong trường hợp gần đúng của sóng chạy, chúng ta có thể thu được phương trình của biên độ chuẩn hóa

$$\dot{\tilde{E}}_n = \frac{1}{2}(g_n - x)\,\tilde{E}_n - \tilde{E}_n \sum_k H_{nk}\,\tilde{E}_k^2 \tag{5}$$

với

$$H_{nn} = G(n\,n\,n) = 1 + \frac{1}{1 + \left(\dfrac{\Omega - \omega_n}{\gamma_{ab}}\right)^2} \tag{6}$$

và

$$H_{nk} = H_{kn} = G(nkk) + G(kkn) = \frac{1}{1 + \left(\dfrac{2\Omega - \omega_n - \omega_k}{2\gamma_{ab}}\right)^2} +$$

$$+ \frac{1}{1 + \left(\dfrac{\omega_k - \omega}{2\gamma_{ab}}\right)^2} \left| 1 + \frac{\gamma_b}{\gamma_a+\gamma_b} \frac{1 - \dfrac{(\omega_k - \omega_n)^2}{2\gamma_a\gamma_{ab}}}{1 + \left(\dfrac{(\omega_k - \omega_n)}{\gamma_b}\right)^2} + \text{cùng biểu thức với } \gamma_a \text{ và } \gamma_b \text{ đổi chỗ cho nhau} \right| \tag{7}$$

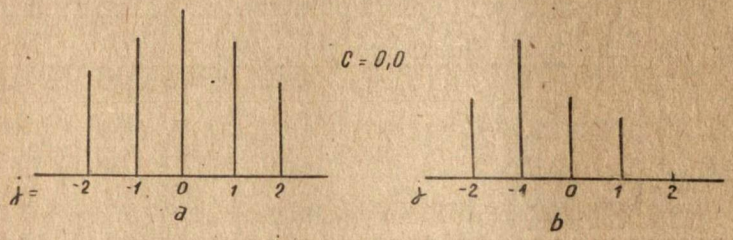
Các ký hiệu được sử dụng như ở [11]. Để nghiên cứu sự bất đối xứng của phổ laser ở bước sóng $\lambda - 6328$ Å được chú ý đến tham số $c = \Omega - \omega_0$, đặc trưng cho sự tán sắc của môi trường và được nhận các giá trị cụ thể sau:

$\Gamma_a = 2\pi\gamma_a = 15$ MHz, $\Gamma_b = 2\pi\gamma_b = 25$ MHz, $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b = 40$ MHz

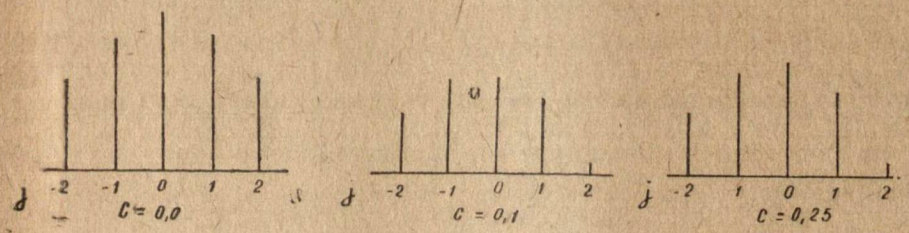
Độ mở rộng không đồng nhất $\varepsilon = 2000$ MHz khoảng cách giữa các mode liên tiếp $\Delta\Omega$ có thể thay đổi được. Các đường cong thu được của giá trị cường độ mode $I = |\tilde{E}|^2$ tính trên cơ sở giải phương trình (1) bằng máy tính điện tử trình bầy trên các hình ở mục §3.

§3 CÁC KẾT QUẢ VÀ BIỆN LUẬN

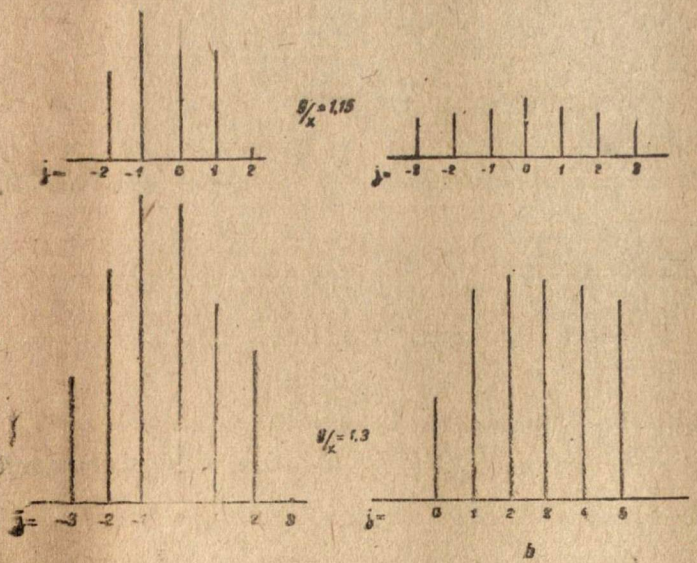
1) Trên hình 1 được trình bầy phổ cường độ của laser với tham số tán sắc ăc
c = 0, nghĩa là khi bỏ qua sự tán sắc của môi trường. Các đường cong thu được cho thấy sự bất đối xứng của phổ chỉ xảy ra khi để ý đến sự có mặt pha của sóng trong tính toán. Điều này có thể hiểu sự bất đối xứng của phổ không chỉ liên quan đến sự tán sắc mà còn liên quan đến sự không ổn định của cường độ mode như đã được chỉ ra trong [11] đối với các laser khí nói chung.



2) Ở hình 2 trình bầy các phổ thu được với các giá trị tham số tán sắc có ó
khác nhau trong trường hợp bỏ qua pha của sóng nghĩa là trong gần đúng của các sóng chạy (running wave approximation). Kết quả chứng tỏ: hệ số tán sắc càng cao sự bất đối xứng của phổ càng rõ ràng.



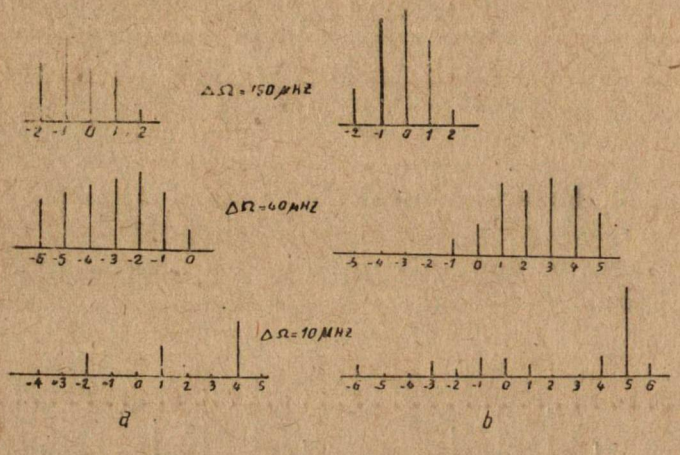
3) Ở hình 3 được nêu lên các phổ cường độ mode khi thay đổi năng lượng kích thích tương đối g/x. Trong trường hợp bỏ qua pha của sóng sự bất đối xứng của phổ xuất hiện ở trạng thái kích thích cao, nguyên nhân có thể xem đây là do sự cạnh tranh mode xảy ra đối với hầu hết các laser hoạt động ở chế độ đa mode khi tăng kích thích. Trong trường hợp để ý đến pha của sóng, sự bất đối xứng của phổ luôn xuất hiện và sự tăng kích thích chỉ dẫn đến làm tăng cường độ các mode phát.



4) Bây giờ nếu thay đổi giá trị khoảng cách giữa 2 mode liên tiếp $\Delta\Omega$

ta thấy ngoài nguyên nhân tán sắc, nguyên nhân cạnh tranh mode ở các giá trị $\triangle\Omega > \Gamma$. O hình 4a cho thấy trong trường hợp bỏ qua pha của sóng hiện tượng bất đối xứng phổ chỉ xuất hiện rõ nét khi giá trị khoảng cách $\triangle\Omega$ nhỏ hơn giá trị độ mở rộng đồng nhất Γ. Ở hình 4b được nêu lên các phổ trong trường hợp để ý đến pha của sóng, tính bất đối xứng của phổ xuất hiện rõ ràng ngay khi $\triangle\Omega \sim \Gamma$ tức ngay khi hiện tượng cạnh tranh mode mới bắt đầu xuất hiện.

Tóm lại từ các kết quả thu được, chúng tôi thấy sự bất đối xứng của phổ laser khí He–Ne là kết quả của sự phụ thuộc vào sự tán sắc của môi trường hoạt chất (như nhận xét của nhiều tác giả trước đây), vào các pha của sóng cũng như vào sự cạnh tranh mode mà điều này rất quan trọng trong các loại buồng cộng hưởng Fabry – Peret. Nói cách khác có thể xem sự bất đối xứng của phổ laser He—Ne không chỉ là do hiện tượng quang học thông thường mà do hình cơ chế động học của laser trong chế độ hoạt động đa mode.



Chúng tôi hy vọng rằng những kết luận nêu lên ở đây có thể là chung cho các laser khí khác.

Tác giả cảm ơn kỹ sư T, Reiher ở Viện Quang và Quang phổ học Bá linh đã góp phần trong việc thu số liệu trên máy tính điện tử.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. A. Javan. W. R. Bennett Jr and D.R. Herriet
Phys. Rev. Lett. Vol. 6, 106, (1961).
2. A. Javan, E. A. Ballik and W. L. Bond, J. Optical Sec. of Americain Vol. 52. 96, (1962).
3. W.R. Bennet Jr, Phys. Rev. Vol. 126, 580 (1962)
4. R.L. Ferk, M.A. Pellack Phys. Rev. Vol. 739, A1408, (1965)
5. R.A. McFarlane Phys. Rev. Vol. 135, A543, 1964
6. P.V. Smith J. Appl. Phys. Vol. 37, 2089, (1966)
7. Л.С. Василенко, В.П. Чеботаев ЖПС Vol. 6, 536 (1167)
8. С.Л. Гончуков, Миненко, Е.Д. Проценко, А.Н. Тройников, Ж. Техническей физичи Т. 39, 528, (1969).
9. F.R. Nash IEEE J. QE Vol. QE-3, 169, (1967)

10. B.K. Gaside IEEE J. QE Vol. QE–4, 940, (1968). IEEE J. QE Vol. QE–5, 97, (1969).
11. W. Brunner. R. Fischer, H. Paul and Dinh Van Hoang
Квантовая электроника Т. 10, 103, (1983)

ДИНГ ВАН ХОАНГ. ОБ АСИМЕТРИЧНОМ ХАРАКТЕРЕ He—Ne ЛАЗЕРНОГО СПЕКТРА

В этой стате исходя из теории ламба газовых лазеров была исследована асиметрия спектра He—Ne лазера работающего с длиной волны $\lambda = 6328$ A°. Полученные результаты показывают что эта асиметрия зависит не только от дисперсии активный среды но и от динамики лазерной действии.

ĐINH AN HOANG. ON THE ASYMETRY CHARACTER OF THE He – Ne LASER SPECTRUM

In this paper we have considered the asymetry of spectra of He—Ne laser operating at the wavelength $\lambda = 6328$A, starting from the lamb' s theory of gas lasers. The received results pointed that this anymetry belongs not only to the dispersion in the active medium but still to the dynamic of laser action.

Nhận ngày 15-10-1985