

Ảnh hưởng của hiệu ứng «tạo hốc» trong hiện tượng lưỡng ổn định quang học

ĐINH VĂN HOÀNG, TRẦN THỊ THU HÀ

1. MỞ ĐẦU

Trong bài báo trước đây [1] đã nghiên cứu đặc trưng cường độ mode và điều kiện xuất hiện hiện tượng lưỡng ổn định quang học (OB) trong các laser vòng có chứa vật liệu hấp thụ bão hòa. Những kết quả thu được cho thấy hàm khuếch đại rút ra từ hệ phương trình tốc độ phù hợp với hàm khuếch đại xây dựng nhờ lý thuyết bán cổ điển của Lamb [2] do R.Saloma và S.Stenholm tiến hành [3]. Tuy nhiên, vai trò của tính không đồng nhất không gian của trường (hay của hiệu ứng «tạo hốc») trong sự xuất hiện OB như thế nào còn chưa được khảo sát. Trong bài báo này đã đặt vấn đề nghiên cứu laser vòng đơn hướng trên cơ sở lý thuyết Lamb và trên cơ sở so sánh kết quả thu được với kết quả trong [3] mà có thể thấy được vai trò của các hiệu ứng «tạo hốc» nói trên.

Mô hình chung để xây dựng lý thuyết tính toán hoàn toàn tương tự các tác giả [3] như: nhận các môi trường khuếch đại và hấp thụ là tập hợp các nguyên tử 2 mức năng lượng. Bơm được xem như không đổi theo thời gian và xem mở rộng không đồng nhất là nội bật. Sai khác chỉ ở chỗ hàm trường đối với các mode trục dọc không chứa phần phụ thuộc tọa độ do trường trong buồng cộng hưởng vòng và đều.

2. CÁC PHƯƠNG TRÌNH CƠ BẢN

Xét mô hình buồng cộng hưởng vòng chứa ngăn khuếch đại A và hấp thụ B như trình bày trên hình 1 trong [1]. Trường trong buồng cộng hưởng được xác định từ hệ phương trình Maxwell. Để đơn giản xét trường là vô hướng (tương ứng với ánh sáng đi qua các cửa sổ Brewster), sóng của buồng cộng hưởng chỉ chạy theo phương trục của buồng cộng hưởng (phương Z). Từ hệ phương trình Maxwell theo phương pháp thông thường của điện động lực học chúng ta có phương trình sóng:

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \frac{1}{\tau_n} \frac{d}{dt} - c^2 \frac{d^2}{dz^2} \right) E(z, t) = - \frac{1}{\epsilon_0} \frac{d^2}{dt^2} P(z, t) \quad (1)$$

Trong đó: $1/\tau_n \sim \Omega_n/Q_n$ đặc trưng cho sự mất mát của các mode trong buồng cộng hưởng (Q_n - độ phẩm chất của mode n, Ω_n - tần số tròn của buồng cộng hưởng). $P(z, t)$ - độ phân cực của môi trường. Trường điện từ được coi là tự phù hợp do đặc tính bão hòa của môi trường phi tuyến. Chọn hàm riêng của buồng cộng hưởng vòng đơn hướng tương tự Sargent ta có

$$E(z, t) = \frac{1}{2} \sum_n [E_n(t) e^{-i(\Omega_n t - K_n z)} + c.c.] \quad (2)$$

Tương tự

$$P(z, t) = \frac{1}{2} \sum_n [P_n(t) e^{-i(\Omega_n t - K_n z)} + c.c.] \quad (3)$$

Ở đây tổng theo n đặc trưng cho tổng các mode trong hoạt động đa mode của laser.

Thay (2), (3) vào (1) giả thiết rằng E_n, P_n biến đổi chậm trong chu kỳ quang học và sự mất mát là nhỏ, khi bỏ qua các số hạng chứa $\dot{E}_n(t), \dot{E}_n(t)/\tau_n, \dot{P}_n(t), \dot{P}_n(t)$ và các liên hợp phức của chúng, thì phân biên độ mode được xác định từ phương trình

$$\left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{2\tau_n} \right) |E_n| = - \frac{Q_n}{2\tau_n} (\text{Im } \chi_n) |E_n| \quad (4)$$

Đề thu được (4) ta đã đặt

$$P_n(t) = \epsilon_0 \chi_n E_n(t) = \epsilon_0 E_n(t) [\text{Re } \chi_n + i \text{Im } \chi_n] \quad (5)$$

Chọn cường độ không thứ nguyên của mode n trong ngăn khuếch đại và hấp thụ là (theo [3])

$$I_n = \frac{p^2 |E_n|^2}{2\hbar^2 \gamma_a \gamma_b}, \quad I_n^{ht} = \alpha I_n, \quad \alpha = \frac{\gamma_a \gamma_b}{\gamma_a^{ht} \gamma_b^{ht}} \left(\frac{p^{th}}{p} \right)^2 \quad (6)$$

Thay (6) vào (4), chúng ta

$$\frac{dI_n}{dt} = - \frac{1}{\tau_n} [Q_n (\text{Im } \chi_n) + 1] I_n \equiv \frac{1}{\tau_n} H_n(I_1, I_2, \dots, I_n) I_n \quad (7)$$

Trong đó H_n là hàm khuếch đại được định nghĩa như sau:

$$H_n = G_n^{kd} - G_n^{ht} - 1 \quad (8)$$

$$\text{và} \quad G_n^{kd, ht} = Q_n (\text{Im } \chi_n^{kd, ht}) \quad (9)$$

Để tính được $P_n(t)$ (5), chúng ta sử dụng phương pháp ma trận mật độ tương tự như Sargent M. Đặt $N(z, v, t) = \rho_{aa} - \rho_{bb}$, $M(z, v, t) = \rho_{ab} + \rho_{ba}$ (là hiệu và tổng độ tích lũy ở các mức a và b), khai triển $E(z, t) = \rho_{ab}(z, v, t) N(z, v, t)$ thành chuỗi Fourier, thay vào phương trình của hiệu độ tích lũy ta tìm được biểu thức cho các hệ số Fourier của nghịch đảo độ tích lũy sau:

$$N(k, v) L(k, v) - \lambda(k, v) = - \sum_{k'', k''', n, p} I_{p_a} \sigma_{k'' - k_a} \sigma_{k''', k_p} [D(\omega - v + \Omega_n + kv - k''v) + D(\omega + v - \Omega_p - kv + k''v)^*] N(k - k' - k'', v + \Omega_n - \Omega_p) \quad (10)$$

$$\text{trong đó: } L(k, v) = (\gamma/\gamma_a \gamma_b) [\gamma - iv + ikv - 1/4 (\gamma_a - \gamma_b)^2 / (\gamma - iv + ikv)] \quad (11)$$

$$\lambda(k, v) = (\lambda_a/\gamma_a - \lambda_b/\gamma_b) \delta_{k,0} \delta_{v,0} \equiv \lambda \delta_{k,0} \delta_{v,0} \quad (12)$$

$$I_{p_a} = p^2 E_r E_n^* / (2\hbar^2 \gamma_a \gamma_b), \quad D(x) = \gamma / (\gamma + ix) \quad (13)$$

Sử dụng biểu thức $P(z, t)$ như Sargent

$$P(z, t) = C_0 p \int_{-\infty}^{\infty} dv w(v) [\rho_{ab}(z, v, t) + c.c.] \quad (14)$$

trong đó: C_0 — một độ nguyên tử của hoạt chất được đưa vào do sự chuẩn hóa của ma trận mật độ. Khi so sánh (14) và (3) ta sẽ rút ra biểu thức của $P_n(t)$. Thay $P_n(t)$ vào (5) chúng ta có

$$G_n = \frac{C_0 p^2 Q_n}{\epsilon_0 \gamma \hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dv W(v) \operatorname{Re} \left\{ D(w - \Omega_n + k_n v) \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{p}} \frac{E_p}{E_n} \times \right. \\ \left. \times \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}_p} N |k - k', \Omega_n - \Omega_p, v| \right\} \quad (16)$$

với $W(v) = e^{-(v/u)^2} / (\sqrt{\pi} u)$

3. TRƯỜNG HỢP ĐƠN MODE

Thay $n = p = 1$ vào (10) rồi thay vào (15), ta được dạng cụ thể của hàm G trong trường hợp đơn mode. Sau một số phép tính, hàm khuếch đại (8) trở thành

$$H = Ng(\Delta, k, l) - Mg(\Delta, \xi k, \alpha l) - 1 \quad (16)$$

Với $N = p^2 Q \bar{N} Z_1(ik) / (\epsilon_0 \hbar k u)$ — hàm kích thích ngăn khuếch đại

$M = (p^{k'})^2 Q | \bar{N}^{k'} Z_1(i\xi k) / (\epsilon_0 \hbar k u)$ hàm kích thích ngăn hấp thụ
($\bar{N} = C_s \lambda$)

$$g(\Delta, k, l) = G^{kd}/N, \quad g(\Delta, \xi k, \alpha l) = G^{hl}/M \quad (17)$$

a) khi $\omega = \Omega$:

$$g(0, k, l) = \frac{1}{(1+2l)^{1/2}} \frac{Z_1[ik(1+2l)^{1/2}]}{Z_1(ik)} \quad (18)$$

Với giá trị k nhỏ, l gần ngưỡng thì

$$H(0, l) = \frac{N}{(1+2l)^{1/2}} = \frac{M}{(1+2\alpha l)^{1/2}} - 1 \quad (19)$$

b) Khi $\omega \neq \Omega$:

$$g(\Delta, k, l) = \frac{1}{(1+2l)^{1/2}} \frac{Z_1[\Delta + ik(1+2l)^{1/2}]}{Z_1(ik)} \quad (20)$$

Biểu thức cho $g(\Delta, \xi k, \alpha l)$ có dạng tương tự (18) và (20). Ở đây $k = \gamma/ku$ — tham số Doppler; $\Delta = (\Omega - \omega)/ku$

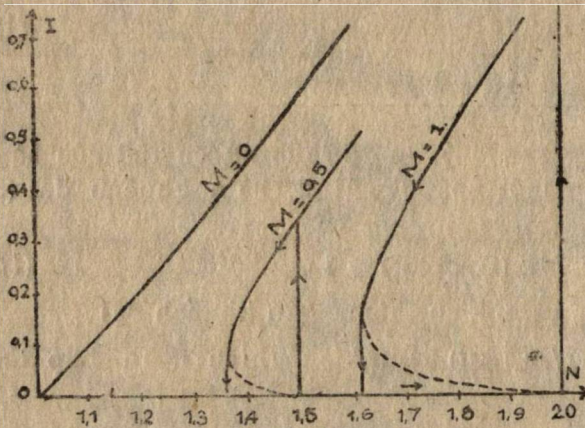
$$Z(\eta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt e^{-t^2}}{t - \eta} \equiv Z_r(\eta) + iZ_i(\eta) \quad (\eta = x + iy)$$

Dạng cụ thể của hàm khuếch đại (16) thuận tiện cho việc lập chương trình cho máy tính khi tìm sự phụ thuộc hàm số vào các tham số khác nhau khi các tham số khác không đổi. Các số liệu để vẽ đồ thị thu được trên máy tính APPLE-2 và các giá trị bằng số được cho ở trên các hình 1-3

4. CÁC KẾT QUẢ VÀ BIỆN LUẬN

1. Khi vẽ đường H theo l với các giá trị M khác nhau, thu được các đường cong giống như [1]. Tại $M = 0$, không xuất hiện OB. Điều kiện xuất hiện OB là miền có $H(\Delta, 0) < 0$ nhưng $\max[H(\Delta, l)] > 0$ và ở đó cho hai trạng thái ổn định một tại $l = 0$, một tại $H = 0$ nhưng $(dH/dl) < 0$.

2. Trên hình 1 trình bày các đường cong trễ $I(N)$ khi M có các giá trị khác nhau. Khi $M = 0$ thì không phát hiện vòng trễ. Khi M càng lớn, vòng trễ càng rộng và dịch phía N lớn. Biểu hiện này hoàn toàn trùng với các kết quả thu được trong [1] khi xuất phát từ hệ phương trình tốc độ.



Hình 1

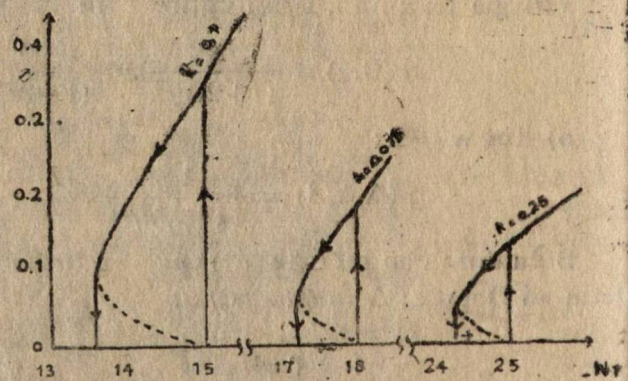
Các vòng trễ khi N thay đổi với các M khác nhau ($k=0,025, \xi=0,25, \omega=\Omega$)

4. Trên hình 3 chỉ ra sự thay đổi của cường độ mode phát vào Δ với các M khác nhau. Khi M càng tăng thì cường độ mode có tần số càng xa tần số dịch chuyển nguyên tử càng giảm.

5. Khi so sánh một loạt các kết quả thu được ở trên với các kết quả do R.Saloma và R.Stenholm thu được (hình 1, 2, 3, 4, 6, 11 12 trong 3) chúng tôi nhận thấy rằng, các điều kiện xuất hiện OB, quy luật thay đổi của miền OB cũng như các dạng trễ tìm được ở đây cho LSA

vòng đơn hướng hoàn toàn phù hợp với các kết quả của các tác giả [3] tính cho LSA Fabry — Perot; chỉ riêng trong trường hợp $\Delta = 0$, Lamb dip không xuất hiện trên đường đặc trưng của I vào Δ . Như thế có thể kết luận rằng, hiệu ứng «tao hốc» chỉ ảnh hưởng đến việc xuất hiện Lamb dip chứ không ảnh hưởng đến điều kiện xuất hiện và miền hoạt động của OB. Sai khác chỉ ở chỗ trong cùng một miền OB (giá trị các tham số: bơm khuếch đại, hấp thụ... như nhau) thì cường độ mode phát trong LSA vòng đơn hướng nhỏ hơn trong LSA Fabry Perot 1/2 lần.

3. Hình 2 chỉ các vòng trễ khi thay đổi bơm khuếch đại N_1 ($N_1 = N/k$) với các giá trị k khác nhau. k càng nhỏ (độ mở rộng không đồng nhất càng lớn) thì miền OB nhỏ lại và dịch chuyển về phía N_1 lớn. Sự thay đổi của cường độ mode theo độ mở rộng không đồng nhất cũng đã được khảo sát. Các kết quả thu được hoàn toàn phù hợp với kết quả của [1].

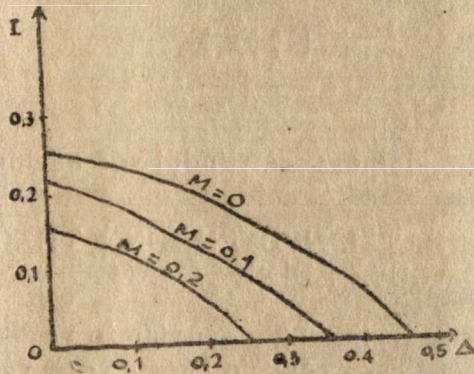


Hình 2

Các vòng trễ khi N_1 thay đổi với các k khác nhau ($M_1 = 5, \xi = 0,05, w = \Omega$).

Tóm lại: các kết quả thu được ở đây cùng với các kết quả trong [1] và [3] đã cho một hình ảnh tương đối hoàn chỉnh về hoạt động của LSA vòng hay Fabry — Perot. Các kết quả này chủ yếu tương ứng với sự hoạt động liên tục của Laser với bơm cả hai ngăn được xem là không đổi theo thời gian và

hàm trường là phẳng đơn sắc. Trong các bài báo sau chúng tôi sẽ xét một số trường hợp hoạt động của LSA trong các điều kiện khác nhau tương ứng với các chế độ hoạt động khác của nó.



Hình 3

Sự thay đổi của I vào Δ với các M khác nhau ($\zeta=0.25$, $k=0.1$, $N=1.25$).

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Đinh Văn Hoàng, Phan Ngọc Hà, Квантовая электроника Т. 13, N°3, 513 (1986)
2. W.E. Lamb, J. phys. Rev. 134, A 1429 (1964)
3. R. Saloma and S. Stenholm, Phys, Rev 8, A 2695 (1973)

Динг ван Хоанг, Чан Тху Ха

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА «ВЫЖИГАНИЕ ДЫРКИ» НА ОПТИЧЕСКУЮ БИСТАБИЛЬНОСТЬ

В этой работе получено выражение функции усиления на основе полуклассической теории Ламба. Отсюда рассмотрено влияние других физических параметров на условие возникновения оптической бистабильности. Сравнивая полученные результаты с результатами Р. Шаломы и Ш. Штенголма, мы можем оценивать влияние эффекта «выжигание дырки» на работу лазеры с насыщающимся поглотителем.

Dinh Văn Hoàng, Tran Thu Ha.

THE INFLUENCE OF THE HOLE BURNING ON THE OPTICAL BISTABILITY

In this paper are found the expression of the gain function on basic of the Lambs' semiclassical theory. There is considered the influence of different physical parameters on the condition of appearance the optical bistability. Comparing the received results with the one of R.Saloma and S.Stenholm we can evaluate the influence of the hole burning effect on the action of lasers with saturable absorber.

Nhận ngày 10-7-1986