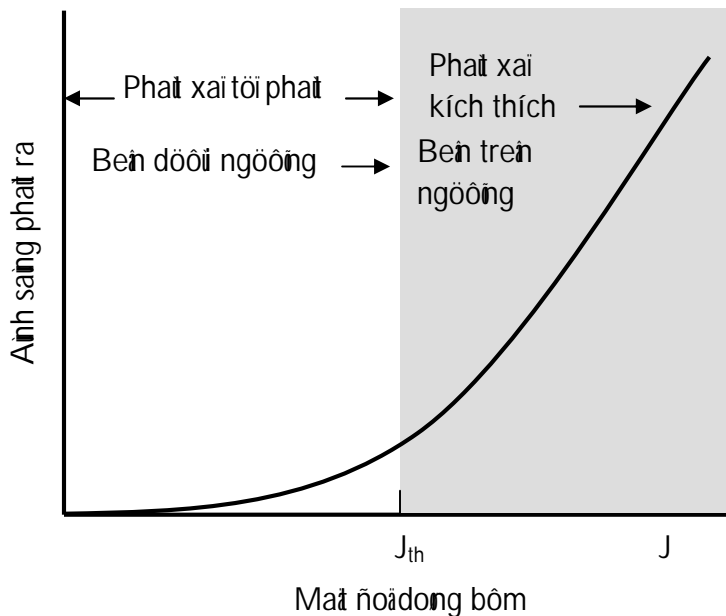


4. NG ỨNG DỤNG TRÊN VÀNG ỨNG DỤNG ĐI ỬA CỬA LASER

Khác với LED hoạt động trên cơ chế phát xạ tự phát tạo, laser diode hoạt động dựa trên cơ chế phát xạ cưỡng bức. Phát xạ kích thích phụ thuộc vào số photon có mặt trong vật liệu, và tạo nên các photon có cùng một năng lượng với những photon ban đầu. Đây chính là nguyên nhân tạo ánh sáng bức xạ kết hợp trong laser diode.



Hình 4.1: Ánh sáng phát ra từ laser bán dẫn phụ thuộc mật độ dòng bơm. Bên trên ngưỡng phát xạ kích thích vượt trội.

Từ hình 4.1 ta thấy : Ánh sáng phát ra từ laser điốt trình bày sự thay đổi đột ngột khi bắt đầu trong hoạt động của laser điốt ở bên trên và bên dưới nhiều kiến ngưỡng.

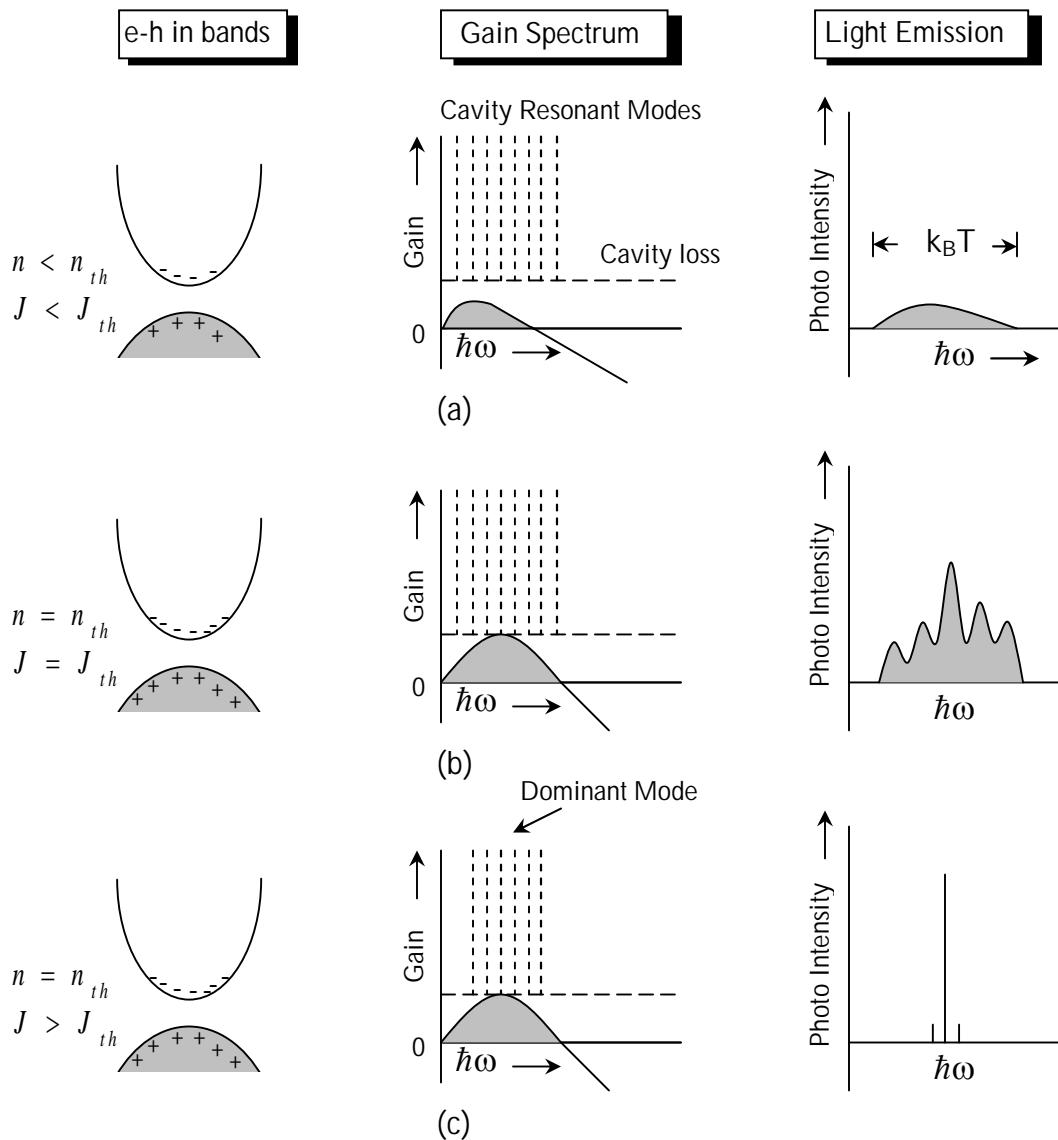
- Nhiều kiến ngưỡng được hình thành là do nhiều kiến mất mát khuếch tán của hệ cộng hưởng vượt qua sự tổn hao trong hệ cộng hưởng cho bất kỳ năng lượng của photon nào, khi đó

$$\Gamma g(\hbar\omega) = \alpha_{loss} - \frac{\ln R}{L} \quad (4.1)$$

- Một lần nữa khác biệt hình thành trong laser là nhiều kiến truyền qua khi ánh sáng đi qua không hấp thụ hoặc khuếch tán, nghĩa là

$$\Gamma g(\hbar\omega) = 0 \quad (4.2)$$

Khi lớp p-n cấu tạo nên laser bán dẫn nới rộng phân cực thuận, e và lỗ trống nới rộng bơm vào vùng hoạt động của laser. Các electron và lỗ trống tại đây sẽ phát ra photon. Nhiều nay quan trọng nhận ra hai vùng hoạt động riêng biệt của laser. Theo hình 4.1, khi dòng phân cực thuận nhỏ thì số electron và lỗ trống nới rộng bơm vào nhỏ. Do đó nới rộng khuếch đại của thiết bị rất nhỏ so với hao phí trong hệ thống. Những photon nới rộng phát ra hoặc bị hấp thụ trong hệ thống hoặc mất mát ra bên ngoài. Vì vậy, sẽ không có sự tích lũy photon trong hệ thống. Tuy nhiên, khi dòng phân cực thuận tăng lên, số hạt tải nới rộng bơm vào tăng cho nên khi nhiều kiện ngưng tụ nới rộng. Photon bắt đầu nới rộng tích lũy trong hệ thống. Khi dòng phân cực thuận vượt qua giá trị ngưng tụ, phát xạ cảm ứng bắt đầu xảy ra và trở nên phát xạ tự phát. Những photon của ánh sáng trở nên nới rộng kiện ngưng tụ trở nên rất mạnh. (Hình 4.2)



Hình 4.2: (a) Bên dưới ngưng tụ. Nới rộng khuếch đại thấp hơn nhiều so với mất mát ánh sáng phát ra có bề rộng giống như một LED. (b) Tại ngưng tụ. Một vài mode bắt đầu nổi trội trong

quang phổ phát xạ. (c) Bên trên ngưỡng. Phát xạ kích thích vượt trội phát xạ tự phát. Một mode trở nên sẽ kiểm soát ánh sáng phát xạ.

#### 4.1. Bên dưới ngưỡng:

- Bên dưới ngưỡng, laser không hoạt động nhờ một đèn LED ngoài trời việc laser không có số hao phí trong hệ thống ngưỡng cao, do bên trong hệ thống ngưỡng công suất phát xạ làm cho một số photon không thể thoát ra.

Nhất  $\beta_{loss}$  là hệ số phản xạ của những photon không thể thoát ra bên ngoài. Khi đó dòng photon phát ra nội tính :

$$I_{ph} = (1 - \beta_{loss}) (R_{spont} A d_{las}) \quad (10.26)$$

$$I_{ph} = (1 - \beta_{loss}) (R_{spont} A d_{las}) = (1 - \beta_{loss}) \frac{I}{e} \quad (10.27)$$

$A$ : diện tích hệ thống ngưỡng của laser

$d_{las}$ : bề dày của lớp hoạt động nội xạ ra sợi tại hộp

$I$ : dòng photon.

Ánh sáng lọt ra  $I_{ph}$  thấp hơn ánh sáng lọt ra từ đèn LED bởi vì những photon mất mát theo hệ số  $\beta_{loss}$ .

- Nếu khảo sát quá trình hoạt động của laser bên trên ngưỡng, chúng ta sẽ xem xét số tương tác qua lại của các photon và electron qua những công thức. Trong chương này chúng ta sẽ tập trung nghiên cứu ánh sáng lọt ra từ một hàm của dòng photon trong những mode hoạt động khác nhau của laser. Chúng ta sẽ viết công thức hình học của hai nhà lồng này.

Gọi:

$S_m$ : số photon trên một đơn vị diện tích trong mode  $m$

$n_{2D}$ : mật độ hạt tải (thật)

$E_m$ : năng lượng của mode  $m$

Nhà thay đổi của mật độ photon = phát xạ cảm ứng - mất mát do hệ thống ngưỡng + phát xạ tự phát.

Hay:

$$\frac{dS_m}{dt} = \left[ \Gamma g(n_{2D}, E_m) - \alpha_c \right] \frac{c}{n_r} S_m + \beta R_{sp}(n_{2D}) \quad (10.28)$$

$n_r$ : chiết suất của môi trường

$\alpha_c$ : hệ số mất mát trong hệ thống ngưỡng (sự hấp thụ + photon mất mát do thoát ra khỏi hệ thống ngưỡng)

$$\alpha_c = \alpha_{loss} + \frac{1}{L} \ln R \quad (10.29)$$

$\beta$  : hệ số phát xạ tối phát, nối liền cho số phản bội của tổng số photon phát xạ tối phát ra trong mode nào biết. ( $\beta$  có giá trị khoảng  $10^{-4} - 10^{-5}$  cho những hệ cộng hưởng Fabry-Perot).

- Phát xạ cảm ứng :  $R_{stim} =$  số khuếch đại x vận tốc của ánh sáng x mật độ photon

$$= \frac{\Gamma g c S_m}{n_r}$$

- Mật độ photon bởi mật độ của hệ cộng hưởng :  $\frac{\alpha_c c S_m}{n_r}$

Thời gian sống của photon trong hệ cộng hưởng nội tính :

$$\tau_{ph} = \frac{1}{\alpha_c} = \frac{c}{n_r}$$

- Phát xạ tối phát:  $\beta R_{sp}$

Công thức xác định số thay đổi của mật độ hạt tại theo thời gian : (chúng ta chưa xét đến phản bội xạ, phản không bội xạ sẽ xét trong phần 10.4.1)

$$\frac{dn_{2D}}{dt} = \frac{J_{rad}}{e} - R_{sp}(n_{2D}) - \frac{c}{n_r} \sum \Gamma g(n_{2D}, E_m) S_m \quad (10.30)$$

$J_{rad}$  : mật độ dòng của phản phát xạ

$$J_{rad} = J - J_{nr} \quad (10.31)$$

Nếu giảm hạt tại laser do các quá trình tại hộp tối phát và tại hộp cảm ứng. Những công thức nội liên này sẽ được thảo luận chi tiết hơn trong chương sau, khi nghiên cứu về cấu trúc lõi chiếu sáng của laser. Trong phần này chúng ta chưa nghiên cứu trạng thái dòng, nào ham theo thời gian bằng 0. Khi nội công thức (10.28) và (10.29) cho ta:

$$S_m = \frac{\beta R_{sp}(n_{2D})}{\frac{c}{n_r} [\alpha_c - \Gamma g(n_{2D}, E_m)]} \quad (10.32)$$

Vào

$$\frac{J_{rad}}{c} = R_{sp}(n_{2D}) \left\{ 1 + \sum_m \frac{\beta \Gamma g(n_{2D}, E_m)}{[\alpha_c - \Gamma g(n_{2D}, E_m)]} \right\} \quad (10.33)$$

Giải quyết sẽ lặp đi lặp lại của các biểu thức trên ta sẽ thiết lập được mối liên hệ giữa  $J$  và mật độ photon trong những mode khác nhau. Trong quá trình thực hiện những phép tính này, luôn cần những sự gần đúng như sau:

i) Mật độ photon vẫn rất thấp tại những giá trị khác nhau của biến đổi theo chiều dài của hệ cộng hưởng. Về nguyên tắc, coi sự biến đổi không gian trong những mode dọc của các mode ngang và dọc. Những sự ảnh hưởng của biến đổi không gian này không quan trọng với laser bán dẫn.

ii) Chiết suất không biến đổi trong toàn không gian.

iii) Thời số giảm giới  $\Gamma$  và thời số phát xạ tới phát  $\beta$  không phụ thuộc vào dòng phun.

iv) Ảnh hưởng của sự nén do khuếch đại thì không đáng kể

Chú ý rằng, tại nhiều kiến ngưỡng ta coi  $g_{th} - \alpha_c = 0$ , khi đó mật độ photon trong mode  $m$  là

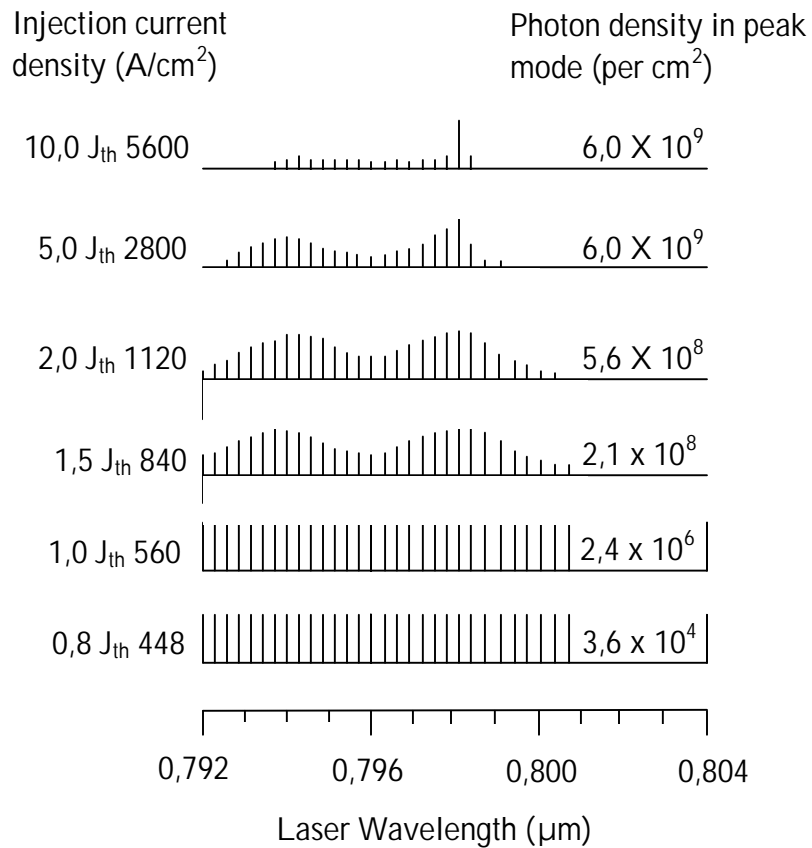
$$S_m = \frac{\beta R_{sp}(n_{2D})n_r}{c\Gamma} [g_{th} - g(n_{2D}, E_m)]^{-1} \quad (10.34)$$

Nhờ nhớ biết từ biểu thức của mật độ khuếch đại và hình 10.4, những công thức giữa mật độ khuếch đại và năng lượng photon coi như một hằng số tại một số mức năng lượng. Khi mật độ khuếch đại tăng lên, mode gain và trí năng nhất sẽ có sự phân bố cao của mật độ photon. Những mode ở xa nhất sẽ có mật độ photon thấp hơn. Nếu gọi  $p$  là mode có những năng lượng với hằng số của những công thức khuếch đại, chúng ta có thể viết  $dg/d\lambda = 0$  tại hằng số với một năng lượng  $E_s$  gần một năng lượng khuếch đại cực đại  $E_p$ , ta có

$$g(E_s) = g(E_p) - \frac{(\lambda_s - \lambda_p)^2}{2} \frac{d^2 g}{d\lambda^2}$$

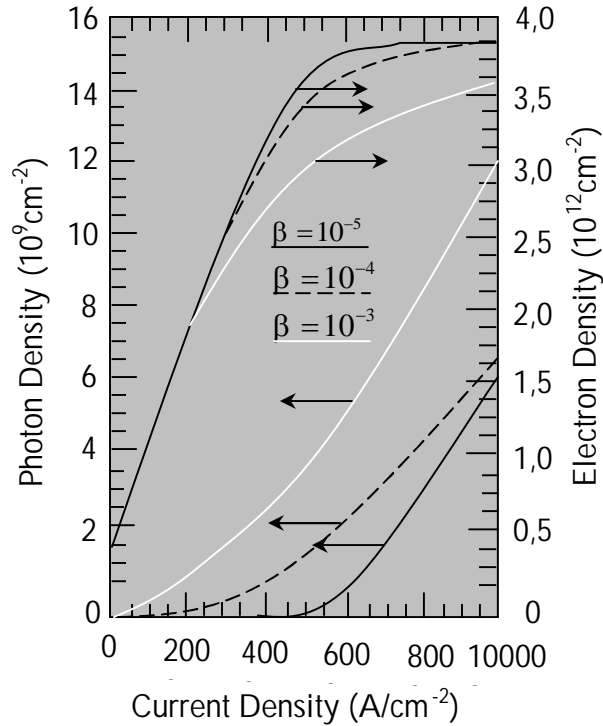
Khi dòng bơm tăng lên, sự chênh lệch  $g_{th} - g(E_p)$  giảm đến 0 nên  $S_p$  tăng nhanh chóng. Với những mode khác, mật độ chênh lệch  $g_{th} - g(E_s)$  rất gần giới hạn.

$$g_{th} - g(E_s) \rightarrow \frac{(\lambda_s - \lambda_p)^2}{2} \frac{d^2 g}{d\lambda^2} \quad (10.35)$$



Hình 10.8: The spectral output of a quantum well laser as a function of injected current. Results are for a  $50A/cm^2$  GaAs/ $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  laser with a threshold current density of  $560A/cm^2$ .

- Ngay tại va xung quanh dòng ngưỡng, có số lượng lớn các mode trong hệ cộng hưởng laser tham gia vào quá trình phát xạ photon. Tuy nhiên, khi laser ở dòng nên chất chế nhanh chính bắt đầu trở nên những mode khác trở nên đồng nổi yếu.



Hình 10.9 : A typical dependence of photon density and electron (hold) density in a Fabry – Perot laser. The results are shown for 80 GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As quantum well laser.

- Một số nhân xét quan trọng phải được xem xét trong quá trình thành lập công thức của trạng thái động:

i) Mật độ hạt tải trong vùng hoạt động bắt đầu tăng lên khi laser ở dòng bơm từ dòng 0, mật độ hạt tải nên giảm lại

$$n_{2D} = \frac{J_{rad} \tau_r}{e} \quad (10.36)$$

Khi phát xạ cộng hưởng bắt đầu và  $\tau_r$  bắt đầu giảm nhanh, giá trị của  $n_{2D}$  tiến đến giá trị bão hòa. Kết quả nên hình thức trình bày trong hình 10.9. Chú ý rằng nồng độ hạt tải phụ thuộc vào dòng được kiểm soát bởi tham số  $\beta$  trong phạm vi hẹp. Giá trị riêng của  $\beta$  có nghĩa là có nhiều số tại hộp e-h năng điện ra trong mode laser.

ii) Số ty lệ của tổng số photon là ra và dòng bơm có một niềm uôn nhờ trình bày trên hình 10.6 khi hoạt động laser bắt đầu diễn ra. Nói với một hệ cộng hưởng laser có giá trị  $\beta$  cao, số phát xạ kết hợp bắt đầu xảy ra tại dòng bơm rất thấp, khi đó có số phản hồi của những photon năng phí thấp. Ta có thể thấy hiện việc tăng giá trị  $\beta$  bằng cách thiết kế những hệ cộng hưởng quang học đặc biệt, nhiều này sẽ được thảo

luân ôi phần sau. Tuy nhiên, giá trị của  $\beta \sim 10^{-4} - 10^{-5}$  cho những kỹ thuật laser hiện tại.

iii) Mode nhanh của quá trình phát xạ di chuyển cùng với một dòng, vì vậy, nhanh của nó đồng công khác nhau di chuyển không phải khi thiết bị nó có bơm. Thêm vào nội ảnh hưởng nó ở vùng cảm của bán dẫn thay nó không phải ảnh hưởng cấp e-h nó có phun vào. Hình 10.10 mô tả sơ đồ di chuyển nên hình của nó có sóng nhanh mode khi thiết bị nó có phun dòng hạt tại.

iv) Hệ thống cộng hưởng Fabry-Perot không cung cấp cho ta số ưu tiên của một hay những mode để nó có cho phép. Về nguyên tắc, tất cả các mode đều có thể tạo laser. Mode được chọn nó có cùng cấp bởi quang phổ khác nhau, nghĩa là nó có những đặc tính nên của vùng hoạt động. Vì vậy, nó có việc của quang phổ là ra của laser Fabry-Perot có một vài mode. Bên trong của nó có việc phải thuộc vào một nó có dòng phun. Chúng ta sẽ thảo luận cách thức thiết kế hệ thống cộng hưởng quang học phù hợp, một mode được chọn tốt hơn nó có thể nó có cùng cấp.

- Hoạt động của laser bán dẫn phải thuộc vào cái những đặc tính của vùng hoạt động cấu tạo nên laser và hệ thống cộng hưởng quang học tại nhận của số lựa chọn photon. Trong những năm tiếp theo, chúng ta sẽ thảo luận về hai vấn đề này nên tạo ra trạng thái của những kỹ thuật laser.

Hình 10.10.

#### 10.4.1 DÒNG KHÔNG PHÁT XẠ

- Trong thảo luận trên, dòng xuất hiện trong các biểu thức là dòng phát xạ  $J_{rad}$ .

Dòng tổng là

$$J = J_{rad} + J_{nr} \quad (10.37)$$

Dòng không bức xạ là do số tại hộp của e-h mà không phát ra photon. Dòng không bức xạ có thể qui cho hai nguyên nhân. Thứ nhất là do sai hỏng của mạng (những cái này) có liên quan nên số tại hộp, thứ hai là do số tại hộp Auger. Sai hỏng liên quan nên số tại hộp tổng cộng với một nó có sai hỏng và thông rất nhỏ trong các laser đời trên kỹ thuật hiện nay (vd: GaAs hoặc InP). Tuy nhiên, số tại hộp Auger thì phải thuộc thiết yếu vào cấu trúc của vật liệu hoạt động và nó có kiểm soát bởi: nó ở vùng cảm, khối hạt tại và số nhiều hành nhiệt nó có. Số tại hộp Auger nó có viết:

$$R_{Auger} = F n^3 \quad (10.38)$$

$F$ : hệ số Auger.

+ Số phải thuộc chất chế của số tại hộp Auger vào một nó có hạt tại. Chúng ta nên thảo luận ở trên một nó có hạt tại trong laser bán dẫn hoạt động giá trị  $n_{th} (= n_{2D}(th).d_{las})$ . Khi một nó có hạt tại đạt giá trị  $n_{th}$ , nó có khác nhau của hệ thống cộng hưởng cân bằng với hao phí do hệ thống cộng hưởng, nên  $n_{th}$  không phải thuộc vào các quá trình không bức xạ. Dòng không bức xạ viết:



$$J_r(th) = \frac{en_{th}d_{las}}{\tau_r} \quad (10.39)$$

$$J_{nr}(th) = eFn_{th}^3 d_{las} \quad (10.40)$$

$d_{las}$  : bề dày vùng hoạt động của laser.

Tổng dòng ngưỡng laser

$$J_{th} = J_r(th) + J_{nr}(th) \quad (10.41)$$

+ Phần tải hộp Auger (của dòng ngưỡng) phụ thuộc vào nồng độ vùng cấm của vật liệu và số vận hành nhiệt độ. Trong những laser có cấu trúc GaAs, phần này rất nhỏ nhưng kể những trong những laser 1,3 μm và 1,55 μm, dòng Auger có thể đáng quan tâm.

- Cuối cùng laser phụ thuộc vào việc thiết kế laser, một phần các electron vào lỗ trống được phun vào sẽ rời qua vùng hoạt động và số tại hộp trong những vùng p và n trung tính. Dòng rò rỉ này rất nhỏ đối với laser bán dẫn thông thường cho nên LED. Dòng này rất nhỏ đối thêm vào trong dòng tổng. Dòng rò rỉ này trở nên rất lớn khi nhiệt độ tăng lên và làm giảm hiệu suất của laser.

- Nhiều loại khác nhau trong phần tải này, nói với một dòng ngưỡng thấp, việc sử dụng một vùng hoạt động kích thích loại p sẽ hữu ích. Nhiều loại laser do khối lượng của các lỗ trống nặng hơn nhiều, nên laser nguyên nhân giảm của  $f^h$  nhiều hơn so với  $f^e$  cho cùng một quá trình bơm hạt tải. Bằng việc kích thích loại p, có thể làm tăng  $f^h$  và do đó dòng ngưỡng cần mặt ngoài bơm thấp hơn. Trong ví dụ 10.7, chúng ta nghiên cứu số khác biệt mà kích thích loại p có thể làm trong mặt này.

- Chúng ta cũng cần nhớ rằng, trong một laser bán dẫn có cấu trúc vùng hoạt động phát laser, mặt ngoài dòng phun laser  $\sim 10^{18}$ . Tại mặt ngoài này có hiệu ứng tải chuẩn hộp ngoài vùng cấm nhờ rất thấp trong vùng 4. Hiệu ứng này là nguyên nhân của số ảnh hưởng ngoài vùng cấm. Cũng tại những mặt ngoài này có những hiệu ứng không kích thích thiết yếu.

❖ VD10.3. Theo nhớ công thức gần đúng Joyce-Dixon, mối quan hệ giữa mức Fermi và nồng độ hạt tải được biểu hiện qua công thức 10.14 và 10.15. Hãy tính mật độ hạt tải cần cho nhiều kiến truyền qua trong GaAs tại 300K và 77K. Nhiều kiến truyền qua được nhìn nhận là trạng thái mà nó khác nhau rất nhiều với laser zero (nghĩa là tia sáng truyền qua không mất mát hoặc khác nhau). Tính nhiều kiến truyền qua với năng lượng photon bằng ngoài vùng cấm.

- Tại nhiệt độ phòng (300K) mật độ trạng thái của vùng hoạt động và vùng dẫn laser

$$N_v = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_c = 4,7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

- Tại nhiệt độ 77K :

$$N_v = 0,91 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_c = 0,61 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

Trong laser bán dẫn, số lượng các electron và lỗ trống ở mức phun vào vùng hoạt động laser tăng đồng nhau. Chúng ta sẽ tìm mức nhiều kiến truyền qua cho những photon với năng lượng bằng năng lượng vùng cấm. phép tính xấp xỉ thì đơn giản : i) Chọn một giá trị của n hoặc p ; ii) Tính  $E_{Fn}$  và  $E_{Fp}$  theo công thức gần đúng Joyce-Dixon (10.14), (10.15). iii) Tính  $f^e + f^h - 1$  và kiểm tra các điều kiện chúng ở tại mức vùng. phép tính xấp xỉ tổng thì coi thể tích số lượng tìm ra khác nhau rồi lấy một hàm của  $\hbar\omega$ .

Chúng ta tìm thấy rằng các vật chất trong suốt khi  $n \sim 1,1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ở 300K và  $n \sim 2,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ở 77K. Nhờ vậy một ứng dụng laser giảm năng lượng dòng phun xảy ra khi nhiệt độ giảm xuống.

❖ VD10.4: Theo nhà cấu trúc di thể kết của laser GaAs ở 300K. Thời số của số giảm giới quang học thì nóng nhất. Hãy tính mật độ hạt tại ngưỡng khi cho rằng nó lớn hơn 20% mật độ của số truyền qua. Nếu lớp hoạt động dày 2,0  $\mu\text{m}$ , tính mật độ dòng ngưỡng.

- Theo ví dụ 10.3 chúng ta có tại giá trị truyền qua:

$$n = 1,1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

- Mật độ ngưỡng sẽ là  $1,32 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

- Thời gian tại hộp bức xạ thì xấp xỉ 4 lần thời gian  $\tau_0$ , nghĩa là  $\sim 2,4 \text{ ns}$ . Mật độ dòng

$$\begin{aligned} \text{ngưỡng là } J_{th} &= \frac{e n_{th} d_{las}}{\tau_r} = \frac{(1,6 \times 10^{-19} \text{ C})(1,32 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3})(2 \times 10^{-4} \text{ cm})}{2,4 \times 10^{-9} \text{ s}} \\ &= 1,76 \times 10^4 \text{ A/cm}^2. \end{aligned}$$

❖ VD 10.6: Trong hệ công hưởng quang học có chiều dài 200  $\mu\text{m}$  và năng suất phản xạ của các gương là 0,33. Số mật độ do hấp thụ trong hệ công hưởng là  $10 \text{ cm}^{-1}$ . Hãy tính thời gian tồn tại của photon trong hệ công hưởng trước khi nó bị hấp thụ hoặc bức xạ. Thời gian ngoài là thời gian sống của photon  $\tau_{ph}$ .

- Hệ số mật độ của photon là

$$\alpha_{tot} = \alpha_{loss} + \alpha_R = \alpha_{loss} - \frac{1}{L} \ln R = 10 - \frac{\ln(0,33)}{2 \times 10^{-2}} = 65,43 \text{ cm}^{-1}$$

- Giá trị này tỷ lệ nghịch với khoảng cách di chuyển của photon trước khi nó bị hấp thụ hoặc bức xạ ra khỏi hệ công hưởng. Vì vậy thời gian sống là

$$\tau_{ph} = \frac{1}{v \alpha_{tot}} = \frac{3,6}{3 \times 10^{10} \times 65,43} = 0,51 \text{ ps}$$

❖ VD 10.7: Xét các laser cấu trúc dị thể kẹp GaAs/AlGaAs ở 300K. Một laser có vùng hoạt động không có kích thích, một laser khác thì có kích thích loại p với mật độ  $8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Tính mật độ dòng ngỗng của hai loại laser này với mật độ hệ số cộng hưởng là  $50 \text{ cm}^{-1}$  và thời gian bức xạ là  $2,4 \text{ ns}$  cho cả hai laser. Bề dày vùng hoạt động là  $0,1 \mu\text{m}$ .

Ví dụ này nói về chọn hệ thống minh chứng cho lợi ích của sóng pha tạp loại p trong việc giảm dòng ngỗng. Bởi vì sóng tồn tại của những lỗ trống trong vùng hoạt động, nên không phải bơm một bằng lỗ trống cao nữa ta đã khắc phục được. Tuy nhiên, phải chú ý rằng sóng pha tạp loại p quá nhiều có thể làm nguyên nhân làm tăng sóng mật độ trong hệ cộng hưởng và sai lệch không bức xạ (một số chất pha tạp có thể nói về kết hợp ở những vị trí không nên có trong tinh thể).

Nếu giải quyết vấn đề này, một chương trình máy tính nên nói về việc. Chương trình này tính các mức Fermi chuẩn cho các electron và lỗ trống, sau đó xác định số lượng khuếch đại.

Chúng ta có

$$E_{Fn} = E_c + k_B T \left[ \ln \frac{n}{N_c} + \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{n}{N_c} \right]$$

$$E_{Fp} = E_v - k_B T \left[ \ln \frac{p_{tot}}{N_v} + \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{p_{tot}}{N_v} \right]$$

n là mật độ electron (và lỗ trống) nói chung và

$$p_{tot} = p + p_A$$

$p_A$  là mật độ acceptor. Nói với những laser không kích thích, ta tìm thấy rằng giá trị xấp xỉ  $1,1 \times 10^{-18}$  laser rất nên nhiều kiến ngỗng. Nói với những laser kích thích chúng ta có một giá trị của  $n = p = 8,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Mật độ dòng ngỗng trong hai trường hợp là

$$J(\text{undoped}) = \frac{(1,1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3})(0,1 \times 10^{-4} \text{ cm})(1,6 \times 10^{-19} \text{ c})}{2,4 \times 10^{-9} \text{ s}}$$

$$= 733 \text{ A/cm}^2$$

$$J(\text{doped}) = \frac{(8,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3})(0,1 \times 10^{-4} \text{ cm})(1,6 \times 10^{-19} \text{ c})}{2,4 \times 10^{-9} \text{ s}}$$

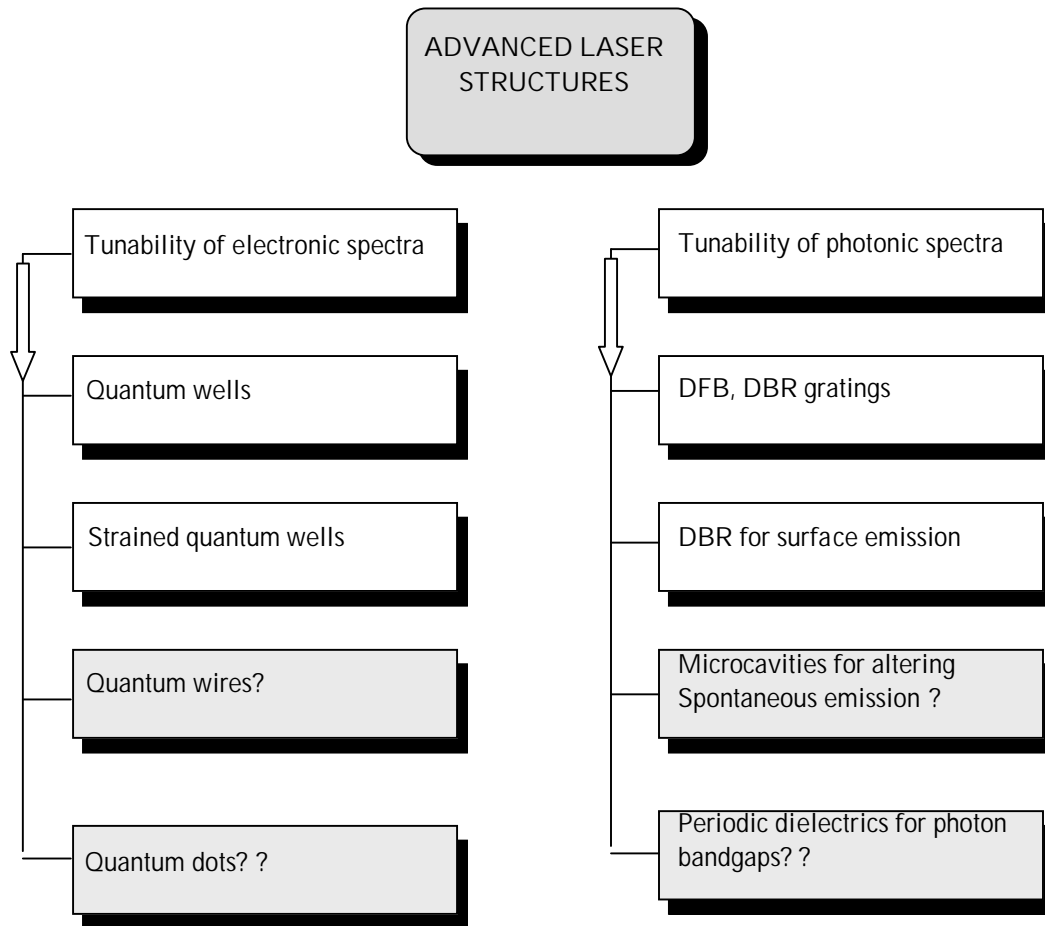
$$= 566 \text{ A/cm}^2$$

## 10.5. CÁC CẤU TRÚC CAO CẤP : CẤU TRÚC NIÊN TỒI CHUẨN XÁC

Một trong những ứng dụng quan trọng nhất của laser bán dẫn là lĩnh vực lan truyền quang học, năng lượng cho việc thiết kế laser hoàn hảo là dòng ngỗng thấp và nhiễu của sóng biến nhiều lần. Một năng lượng này khác phải tính nên những laser

với tần số bức xạ quan trọng cho những ứng dụng đặc biệt. Gồm có những laser bước sóng dài cho phòng viễn liên lạc, những laser bước sóng ngắn cho những ứng dụng bó hội quang học,... Cũng rất quan trọng nếu có những laser với bề rộng tia phát xạ hẹp nếu việc tách bước sóng hoặc sợi phát hiện những sóng đồng khai thác trong phòng viễn liên lạc quang học

Trong chương này chúng ta sẽ tập trung vào vấn đề cấu trúc dạng giếng thấp và quang phổ nhô sắc trong những laser. Quá trình hoạt động của laser được kiểm soát bởi các những đặc tính quang và điện. Trong hình 10.11 chúng ta trình bày những phương pháp hướng đến việc cải tiến quá trình hoạt động của laser. Chúng ta có thể thấy, những phương pháp này cần phải thiết kế môi trường cho các những trạng thái ni-ê-n và trạng thái lỏng tối



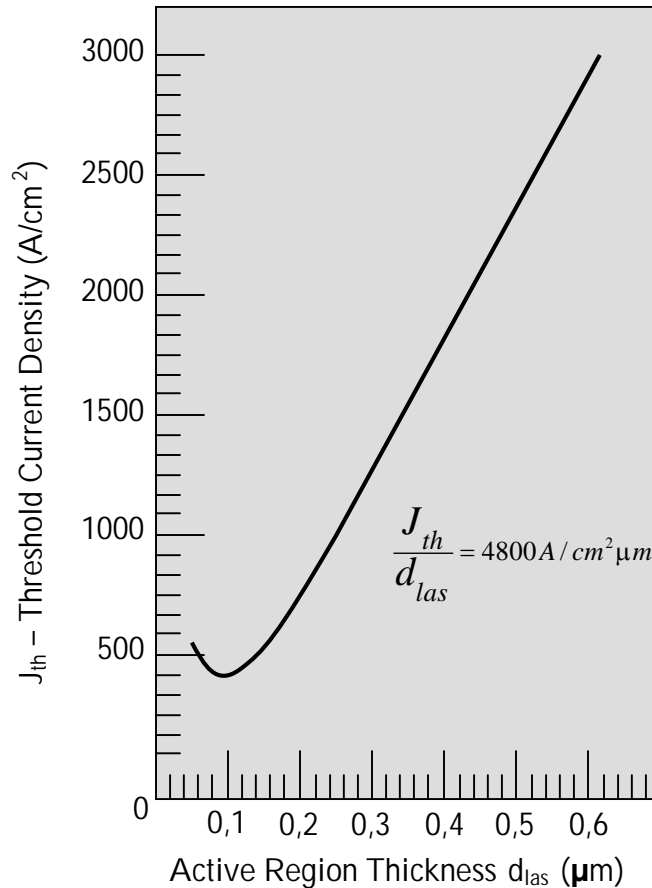
Hình 10.11 : Approach used to fabricate advanced semiconductor lasers. Question marks are placed after approaches where considerable technological challenges remain and whose merit is not yet established.

### 10.5.1 LASER CẤU TRÚC DÒNG THỂ KHỚP.

Những laser thanh công nầu tiên gồm có việc sử dụng những lớp hoạt động với bề dày  $d_{las} \approx 1 \mu m$ . Thời sơ giảm giới quang học trong những lớp này rất cao ( $\Gamma \sim 1,0$ ). Một điều quan trọng cần chú ý là mật độ 3D của electron (loại trống) qui định việc tạo ra nhiều kiến truyền qua laser một giới từ n (nhiều truyền qua) giới từ này không phụ thuộc vào bề dày của lớp hoạt động nếu  $\Gamma \sim 1,0$ . Giới từ n rất gần với  $n_{th}$  trong những laser chất lỏng cao. Mật độ dòng cần thiết tại ngưỡng tỷ lệ với mật độ hạt tại 2D laser

$$J_{th} = \frac{e n_{th} d_{las}}{\tau_r(J_{th})} = \frac{e n_{2D}(threshold)}{\tau_r(J_{th})} \quad (10.42)$$

Vì vậy, những thiết bị với lớp hoạt động dày, dòng ngưỡng cần xấp xỉ với bề dày lớp hoạt động. Nhiều nay này được thấy trong những thiết bị hiện tại (Xem hình 10.12)



Hình 10.12 : Dependence of threshold current in double heterostructure lasers on width of the active region. The threshold current density decreases with the active layer thickness because the 2-dimensional sheet charge density of the injected charge needed for the threshold condition decreases inversely with the active layer thickness. At very small active layer thickness  $d \approx 50 \text{ \AA}$ , the threshold current density increases because the optical wave confinement factor goes towards zero so that the cavity gain is almost zero.

Khi  $d_{las}$  trở nên rất nhỏ so với bước sóng phát xạ, giá trị của số giam giữ quang học bắt đầu giảm. Cho những giá trị nhỏ của  $d_{las}$  ( $\sim 100\text{Å}^0$ ) hiệu ứng lồng tunnel trở nên quan trọng. Những lợi ích của laser giếng lồng tunnel sẽ được thảo luận tiếp theo.

### 10.5.2 LASER GIẾNG LỒNG TỌI

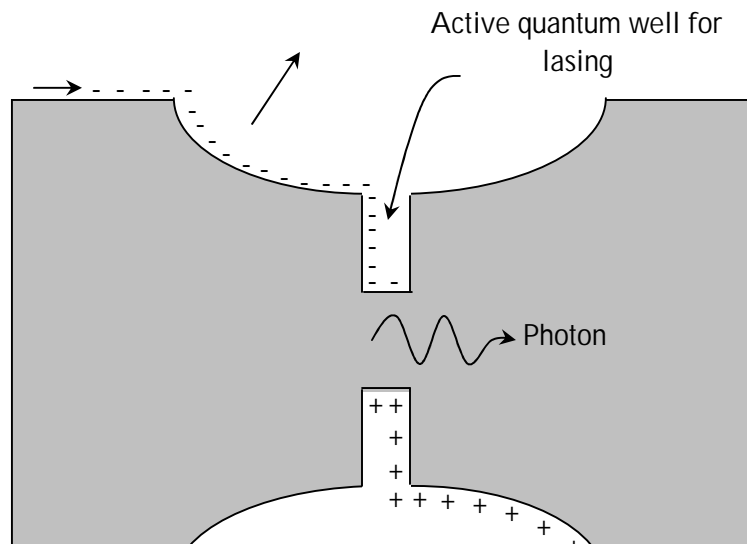
Trong những laser giếng lồng tunnel vùng hoạt động nội xạ ở nhiệt độ tới  $100\text{Å}^0\text{C}$  sử dụng một giếng lồng tunnel laser như hình mô tả trên hình 10.13.

Một vùng trống hẹp được bao quanh bởi một vùng trống rộng hơn để tạo thành giếng lồng tunnel xung quanh giếng laser lớp mỏng. Thông thường, giếng lồng tunnel được bao quanh một vùng giống dạng "pheo", nên những electron và lỗ trống tập trung vào giếng.

Những giếng lồng tunnel laser được mô phỏng thêm nữa là những giếng laser thấp. Lợi ích của nó trong những ứng dụng của công nghệ thấp như trong việc mã hóa các bit của các trạng thái hệ thống chuẩn 2D của nó. Hình 10.14 trình bày mã hóa các trạng thái cho các dải parabol trong một giếng lồng tunnel. Nhìn quan trọng cần chú ý là mã của các trạng thái này tiến đến 0 tại mọi vùng trong hệ thống 3D, còn trong hệ thống 2D (và 1D) thì mã của các trạng thái này khác 0. Kết quả khi các hạt tải được phun vào trong giếng lồng tunnel tạo ra số lượng của số chiếm đóng và mã của các trạng thái tại mọi vùng tăng lên rất nhanh trong hệ thống 3D. Những thời điểm số giam giữ  $\Gamma$  thì nội dung giếng lồng tunnel không thể nào  $\Gamma_g$  có thể được cải tiến bằng hệ thống giếng lồng tunnel.

Chúng ta xem xét trường hợp giếng lồng tunnel hẹp, chỉ những trạng thái cơ bản của các dải con vùng dẫn và vùng hoạt động được lấp đầy. Mã  $E_1^e$ ,  $E_1^{hh}$ , và  $E_1^{lh}$  là mã của các trạng thái cơ bản của electron, lỗ trống nặng và lỗ trống nhẹ trong hình 10.14.

Graded index structure to facilitate carrier capture in the quantum well



Hình 10.13: A typical quantum well laser structure for low threshold lasers. The density of states in the 2D quantum well allows one to achieve the condition for inversion of bands at a lower injection density. This results in a lower threshold current. A cladding layer with a high bandgap surrounds the quantum well so that the optical wave is confined as much as possible near the quantum well to get a high confinement factor.

Trong giới hạn của số chiếm nồng độ nòn ta coi

$$n = \frac{m_e^*}{\pi \hbar^2} \int_{E_1^e}^{\infty} \frac{dE}{\exp\left(\frac{E - E_{Fn}}{k_B T}\right) + 1}$$

$$= \frac{m_e^* k_B T}{\pi \hbar^2} \left[ \ln \left\{ 1 + \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_1^e}{k_B T}\right) \right\} \right] \quad (10.43)$$

Hay:

$$E_{Fn} = E_1^e + k_B T \ln \left[ \exp\left(\frac{n \pi \hbar^2}{m_e^* k_B T}\right) - 1 \right] \quad (10.44)$$

Nói với mặt nòn loà trống ta coi (cho cả trạng thái cô ban dài con của loà trống nặng và loà trống nhẹ).

$$p = \frac{m_{hh}^*}{\pi \hbar^2} \int_{E_1^{hh}}^{-\infty} \frac{dE}{\exp\left(\frac{E_{Fn} - E}{k_B T}\right) + 1} + \frac{m_{lh}^*}{\pi \hbar^2} \int_{E_1^{lh}}^{-\infty} \frac{dE}{\exp\left(\frac{E_{Fp} - E}{k_B T}\right) + 1} \quad (10.45)$$

Với  $m_{hh}^*$  và  $m_{lh}^*$  là mặt nòn be mặt của những khối trạng thái của các dài con loà trống nặng và loà trống nhẹ. Chú ý rằng những khối này phụ vào kích thước của giếng lỗng tới và các dài loà trống nặng và loà trống nhẹ thì không có dạng parabol cho hầu hết các giếng lỗng tới. Tuy nhiên, để tránh việc tính toán qui nòn trong một máy tính, ta coi thể số dùng công thức xấp xỉ nòn giã sau:

$$p = \frac{m_{hh}^* k_B T}{\pi \hbar^2} \left[ \ln \left\{ 1 + \exp \left( \frac{E_1^{hh} - E_{Fp}}{k_B T} \right) \right\} \right] \quad (10.46)$$

$$+ \frac{m_{lh}^* k_B T}{\pi \hbar^2} \left[ \ln \left\{ 1 + \exp \left( \frac{E_1^{lh} - E_{Fp}}{k_B T} \right) \right\} \right]$$

Nếu :  $E_1^{hh} - E_1^{lh} > k_B T$  (10.47)

Chúng ta có thể lập một công thức xấp xỉ cho những dải con lỗ trống nhẹ của nơôic lap này và nhất nơôic công thức phân tích cho  $E_{Fp}$  quy định của p nhỏ chúng ta cần làm cho dải con của electron. Vì vậy, nhất nơôic  $E_{Fp}$  tiếp chúng ta cần lập lại phép tính công thức nêatrôinein nòn gian.

Nêatim nơôikhệch nêi của vật liệu trong cấu trúc giếng lờing tời chúng ta sẽ dùng những công thức nêinhêi nơôic trong chõng 4 và các quá trình hấp thụ trong giếng lờing tời Tai niêm nay. Nõithi quan trọng nêichuỳnhõng qui tắc lựa chọn phân cõc quan trọng nêi tởbõic tranh trong các hệthõng giếng lờing tời Chúng ta nhõuraing sẽ chuyêi biêi tởlõitrõng nêi electron cũmõi sẽ liêi kết mẫi với ánh sáng phân cõc x-y (phân cõc TE) với z làchiêi tẻng của giếng lờing tời tro ng khi nõutraing thậi của lõitrõng nêi chặ liêi kết với ánh sáng phân cõc z (phân cõc TM). Chúng ta tởm tẻi nõabein của sẽ liêi kết với sẽ phân cõc khac nhau bõi viêi nghiêi cũu các yeu tỏima trậi xung lờing.

- Phân cõc TE:

Loãitrõng nẻng → Vung dẻi :  $|p_{if}|^2 = \frac{1}{2} |\langle p_x | p_x | s \rangle|^2 = \frac{m_0 E_p}{4}$

Loãitrõng nẻi → Vung dẻi :  $|p_{if}|^2 = \frac{1}{6} |\langle p_x | p_x | s \rangle|^2 = \frac{m_0 E_p}{12}$

- Phân cõc TM

Loãitrõng nẻng → Vung dẻi :  $|p_{if}|^2 = 0$

Loãitrõng nẻi → Vung dẻi :  $|p_{if}|^2 = \frac{2}{3} |\langle p_x | p_x | s \rangle|^2 = \frac{m_0 E_p}{3}$  (10.48)

Või  $E_p$  làgiõi hẻi nẻng lờing với mỗ giẻtrõ xấp xỉ :  $E_p \cong 22eV$  cho hầu hẻt các bẻi dẻi.



Những quy tắc phát hiện sóng phản cực có ảnh hưởng quan trọng cho các laser giếng lượng tử với các dải lỗ trống nặng và lỗ trống nhẹ không suy biến, do đó số chiếm đóng thì khác nhau. Thông thường, khi các dải lỗ trống nặng gần mức  $E_{Fp}$  hơn dải lỗ trống nhẹ sẽ có số hạt tải điện mang h trong dải lỗ trống nặng. Kết quả ánh sáng phát ra chủ yếu là phản cực TE, nghĩa là sóng phản cực vuông góc với chiều tăng theo trục z.

Để khắc phục nhược điểm của sóng phản cực TE và TM trong giếng lượng tử có thể thể hiện viết cho dải con vùng hoá trị  $m^{th}$  và dải con vùng dẫn  $n^{th}$  là

$$g_{nm}(\hbar\omega) = \frac{\pi e^2 \hbar}{n_r c m_0^2 W \epsilon_0 \hbar\omega} N_{nm}(\hbar\omega) |p_{nm}|^2 [f_e(E_n^e(k)) + f_h(E_m^h) - 1] \quad (10.49)$$

Với  $N_{nm}(\hbar\omega)$  là mật độ liên kết của các dải e-h.

Yếu tố ma trận của xung lượng là

$$p_{nm} = \int g_c^{*n}(z) g_v^m(z) dz \sum_v \langle s | p_a | u_v^m \rangle \quad (10.50)$$

Với  $g_c^{*n}(z)$  và  $g_v^m(z)$  là các hàm biến của electron và lỗ trống,  $u_v^m$  là trạng thái trung tâm của lỗ trống. Số trung lập giữa các hàm biến của các dải sóng hỗn hợp nhất có bản khi  $n = m$  (nghĩa là CB1  $\rightarrow$  HH1 hay CB1  $\rightarrow$  LH1) và 0 khi  $n \neq m$  (ví dụ: CB1  $\rightarrow$  HH2 hoặc CB2  $\rightarrow$  LH1, v.v..) trở về khi có một trường điện từ ngang qua giếng lượng tử. Các yếu tố ma trận xung lượng của  $p_a$  đã thảo luận chi tiết trong chương 4 và cho ta công thức 10.48

Nếu quan trọng cần chú ý là việc xem xét lợi ích của các laser giếng lượng tử so với các laser cấu trúc dị thể khác. Trong các laser cấu trúc dị thể khác, với hệ số giam giữ  $\Gamma \sim 1,0$ , độ khuếch đại có thể đạt đến  $10^4 \text{ cm}^{-1}$ . Tuy nhiên, trong một hệ thống hướng phát lượng tử, số hao phí chỉ  $\sim 30 - 50 \text{ cm}^{-1}$ , do đó hiệu suất phát lượng tử cần thiết và khoảng số dùng cho tiêm năng độ khuếch đại cao. Trong một laser giếng lượng tử độ khuếch đại của hệ thống hướng  $\Gamma g$  có thể đạt đến  $100 \text{ cm}^{-1}$  lớn hơn nhiều. Tuy nhiên, nhược điểm thì rất đáng ngại. Vì vậy, có thể giảm dòng ngưỡng năng lượng bằng việc sử dụng các laser giếng lượng tử

Chú ý rằng cấu trúc giếng lượng tử không phải lúc nào cũng tốt hơn một laser cấu trúc dị thể khác. Nếu biết rằng trong những khe vật liệu hẹp với hiệu ứng Auger chiếm ưu thế. Do đó sự giam giữ quang học không, nên laser giếng lượng tử cần độ khuếch đại

vật liệu cao hơn so với một laser rỗng. Kết quả là giá trị  $n_{th}$  có phạm vi rộng trong laser giếng lõng tối. Khi có các quá trình Auger, dòng ngưỡng nội xác định bởi:

$$J_{th} = \frac{en_{th}d_{las}}{\tau_r} + eFn_{th}^3d_{las} \quad (10.51)$$

Với số hạng thứ hai rất trọng cho các quá trình Auger. Vì việc tăng lên của  $n_{th}$  trong các laser giếng lõng tối nên không cần thiết là  $J_{th}$  luôn luôn giảm với việc giảm bề dày của lớp hoạt động. Vì vậy, số có mặt của các quá trình Auger mạnh nên tồn tại một môi trường thích hợp nhất cho các laser, bề rộng nội thông rộng hơn 50 - 100 Å<sup>0</sup> nơi với trường hợp các quá trình Auger không quan trọng.