

## Chương IV

# BÁN DẪN VÔ ĐỊNH HÌNH (VDH)

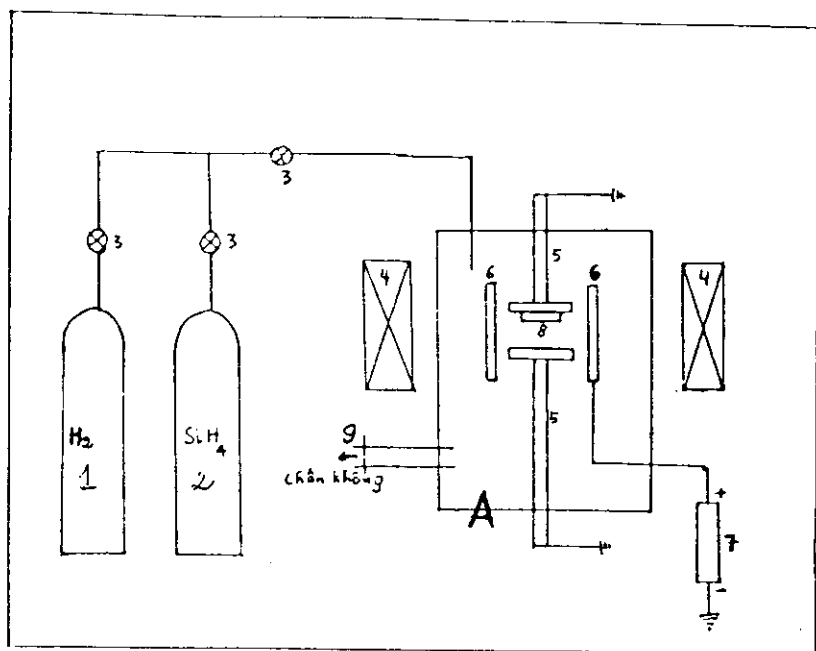
Trong chương này trình bày sơ lược về công nghệ chế tạo và phân loại các bán dẫn VDH; cấu trúc dải năng lượng điện tử và các đặc thù của dạng các mật độ trạng thái có liên quan đến tính dẫn điện, những cơ chế dẫn, đến hiện tượng "chuyển mạch", "nhớ" v.v...; đặc biệt trình bày các đặc điểm của độ quang dẫn, độ hấp thụ quang học liên quan đến cơ chế chuyển dời trong dải và giữa các dải; cũng xét cụ thể trường hợp bán dẫn Si VDH và các thủy tinh bán dẫn VDH và cuối cùng giới thiệu tóm tắt về vật liệu siêu mạng bán dẫn.

### I. BÁN DẪN VDH: CÔNG NGHỆ CHẾ TẠO, CẤU TRÚC VÀ PHÂN LOẠI

Cũng giống như các vật liệu VDH khác, có hai phương pháp thông dụng để nhận được các chất rắn bán dẫn VDH. Đó là: 1) Các phương pháp chế tạo dưới dạng các lớp mỏng (hoặc màng mỏng) như **bốc bay trong chân không, phóng điện qua khí kém (glow discharge), phún xạ ca-tốt, lắng đọng từ pha hơi, lắng đọng điện hóa** 2) chế tạo dưới dạng các vật khối bằng cách làm nguội từ thể nóng chảy **làm nguội nhanh** hoặc với các hệ chất có khả năng **thủy tinh hóa từ thể lỏng**.

Tùy theo mục đích ứng dụng người ta có thể dùng công nghệ chế tạo thích hợp. Cấu trúc và tính chất thu được của vật liệu chất rắn bán dẫn VDH rất phụ thuộc vào thông số của công nghệ và các khâu của quá trình xử lý (nhiệt,

điện - từ, cơ học v.v...). Hình 4.1 cho sơ đồ thiết bị phóng điện để nhận được các lớp silíc VDH (viết tắt a-Si) loại p và có độ dẫn cao.

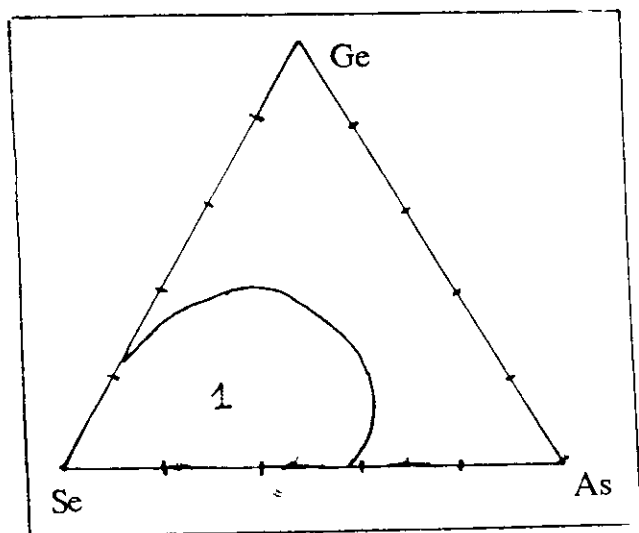


Hình 4.1. Thiết bị chế tạo bằng phương pháp phóng điện qua khí kém cho lớp a-Si loại p có độ dẫn cao

1. Bình khí Hidrô (H<sub>2</sub>); 2. Bình khí Silan (SiH<sub>4</sub>); 3. Lưu tốc kế;
4. Cuộn dây tạo từ trường; 5. Catốt; 6. Hình trụ kim loại anốt;
7. Nguồn cao áp; 8. Giá đỡ lớp a-Si; 9. Máy hút chân không

Bình phản ứng là một ống thạch anh A được hút chân không (9), các catốt (5) có giá ngưng đọng (8) ở phía trên, xung quanh catốt có một hình trụ anốt (6). Dòng hỗn hợp khí H<sub>2</sub>/SiH<sub>4</sub> (5% silane SiH<sub>4</sub>), được cung cấp vào bình phản

ứng, kiểm tra bằng lưu tốc kế (3), từ trường của các cuộn dây (4) tập trung dòng điện tử gây va chạm mạnh với các phân tử khí để tạo dòng plasma có nồng độ cao. Các ion Si sẽ ngưng đọng trên giá ngưng đọng (8). Nếu giữ nhiệt độ của giá ngưng đọng (8) < 200°C thì phép phân tích bằng tia X cho thấy sẽ đạt được lớp a-Si có chứa hiđrô (ký hiệu a-Si: H).



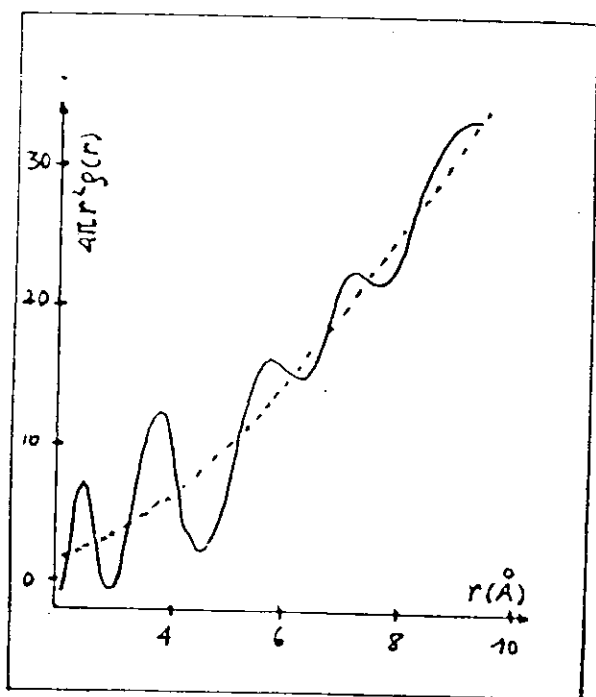
Hình 4.2. Giản đồ cấu tử của hợp chất 3 cấu tử (Se, As, Ge)

1. Vùng có thể hình thành thủy tinh bán dẫn

Thủy tinh bán dẫn thường nhận được bằng cách làm nguội nhanh các hợp chất 2, 3... cấu tử từ thể lỏng với các thành phần trong một vùng xác định của giản đồ cấu tử. Nói chung các thủy tinh bán dẫn có cấu trúc ổn định bền vững hơn các bán dẫn VĐH chế tạo dạng lớp mỏng, vì khó xảy ra quá trình kết tinh. Các thủy tinh bán dẫn được nghiên cứu nhiều và dễ chế tạo là  $As_2Te_3$ ,  $As_2Se_3$ ,  $As_2S_3$ ,  $Te_2AsSi$  Cd Ge  $As_2$  v.v... Trên hình vẽ 4.2 trình bày vùng thủy tinh bán

dẫn của hợp chất 3 cấu tử (Se, Ge, As).

Các phương pháp nghiên cứu cấu trúc chất rắn VĐH đã nói chi tiết trong các chương 1, 2 của cuốn sách này. Ở đây chỉ nhấn mạnh một số đặc điểm của chất rắn bán dẫn VĐH. Vì sự hình thành các dạng cấu trúc rất ảnh hưởng đến tính bán dẫn, nên các vật liệu được chế tạo ra cần được kiểm tra kỹ về mặt cấu trúc. Chỉ khi không phát hiện được các hạt có kích thước vài chục Å thì mới có thể coi vật liệu là đồng nhất, không có tách pha hoặc các hạt **vi tinh thể**.



Hình 4.3. Dạng hàm  $4\pi r^2 \rho(r)$  của a-Ge

Cũng cần xác định trật tự gần trong mẫu, bằng cách xác định hàm phân bố xuyên tâm của các nguyên tử trong

bán dẫn VDH. Đo phân bố góc của bức xạ tán xạ (tia rơngơn hoặc chùm nơtrôn), dùng phép biến đổi Furiê có thể xác định được hàm phân bố xuyên tâm  $4\pi r^2\rho(r)$ . Vì  $\rho(r)$  là hàm phân bố đôi, nên  $4\pi r^2\rho(r)$  chính là số nguyên tử trung bình ở xung quanh một nguyên tử đã chọn, trong phạm vi khoảng cách  $r$ . Trên hình 4.3 (trang trước) cho hàm  $4\pi r^2\rho(r)$  của a - Ge theo  $r$ .

Vị trí của cực đại thứ nhất cho ta khoảng cách trung bình đến các nguyên tử sát cạnh thứ nhất, còn diện tích (do lấy tích phân) ở dưới mũi nhọn của cực đại đó tỷ lệ với số trung bình các nguyên tử ở hình cầu phối vị thứ nhất. Đường (---) trên hình 4.3 có dạng parabol là đường lấy trung bình của đường liền (—), tương ứng với trường hợp giả định là vật liệu có cùng mật độ như a-Ge nhưng phân bố liên tục.

Dạng cấu trúc	Bán dẫn VDH	$n_1$ (VDH)	$n_1$ (tinh thể)	$r_1$ (VDH)Å	$r_1$ (tinh thể)Å
Tứ diện	Ge	4	4	2,47÷2,54	2,43
	Si	4	4	2,37÷2,41	2,35
	InSe	In:3,46Se Se:3,46In	In:3Se Se:3In	In-Se:2,6	In-Se:2,5
Xếp lớp	As	3	3	2,40	2,51
	Sb	3	3	2,87	2,87
Vòng và chuỗi	Se	2	2	2,31÷2,34	2,32
	Te	-	2	-	-

Bảng 4.1

$n_1$  là số phối vị thuộc hình cầu phối vị thứ nhất

$r_1$  là bán kính của hình cầu phối vị thứ nhất

Để phân loại các dạng cấu trúc của bán dẫn VDH có

thể căn cứ vào trật tự gần, có so sánh với các đặc điểm của hình cầu phối vị thứ nhất của dạng tinh thể tương ứng. Do đó cũng có thể chia thành các dạng: tứ diện, xếp lớp, vòng và chuỗi ... như trình bày trên bảng 4.1 ở trên.

Bảng 4.1 thể hiện một **quy tắc thực nghiệm của Joffe và Regel** phát biểu rằng: chất rắn bán dẫn VĐH vẫn còn giữ tính bán dẫn mặc dầu là trật tự xa (tính tuần hoàn của tinh thể) đã bị mất, miễn là ở pha VĐH trật tự gần vẫn còn giữ như cũ (tức là số phối vị và bán kính của hình cầu phối vị thứ nhất...). Ngoài các dạng cho trên bảng 4.1 còn phát hiện thấy Bo VĐH (a-B) với  $n_1 = 6$  có cấu trúc với trật tự gần dạng đa diện 20 mặt đều (icosahedral).

Ngoài ra còn thấy các bán dẫn VĐH có thể có cấu trúc với trật tự gần dạng hỗn hợp. Ví dụ như cacbon VĐH (a-C) có thể có cấu trúc VĐH với  $n_1 = 3$  và  $n_1 = 4$  cùng tồn tại trong mẫu đo. Cũng tương tự như vậy ở các bán dẫn VĐH dạng  $A^{III}B^V$ ,  $A_2^VB_3^{VI}$ ,  $A^{IV}B^{VI}$  ... cũng có các dạng trật tự gần hỗn hợp.

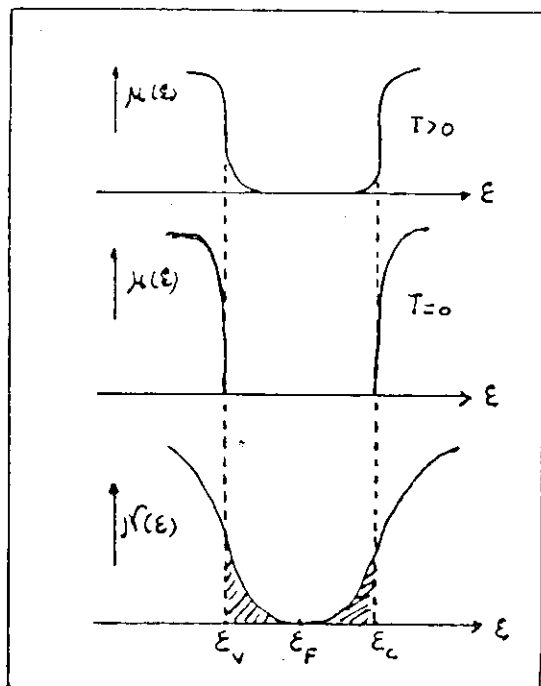
## II. CẤU TRÚC DẢI NĂNG LƯỢNG VÀ ĐỘ DẪN CỦA BÁN DẪN VĐH. HIỆU ỨNG ĐẢO MẠCH VÀ NHỎ

### 1. Các mẫu chất rắn VĐH

Như đã trình bày trong chương 3, mặc dầu trong chất rắn VĐH không còn tính tuần hoàn (trật tự xa) nhưng vẫn còn trật tự gần và vẫn tồn tại các dải năng lượng của điện tử trong chất rắn VĐH. Tuy nhiên phép tính lý thuyết chứng tỏ rằng, phụ thuộc vào các nhiễu loạn của trường thế, do sự mất trật tự xa gây ra, ngay trong các **dải cho phép** cũng có thể xuất hiện các trạng thái định xứ, nghĩa là trong dải cho phép không phải mọi mức năng lượng đều ứng với các trạng thái trải rộng. Áp dụng kết quả trên đây vào các chất rắn bán dẫn VĐH, có các mẫu chủ yếu sau đây:

### a. Mẫu Mott - CFO

Theo mẫu này dải hóa trị và dải dẫn cách nhau bởi một dải cấm, giống như với tinh thể. Tuy nhiên do cấu trúc VĐH, các trạng thái định xứ của các biên dải dẫn và dải hóa trị kéo dài vào trong, mức Fermi  $\epsilon_F$  lồi vào khoảng giữa dải cấm. Biên của dải cấm xác định không phải bằng biên của dải hóa trị và dải dẫn, mà bằng **biên của độ linh động** của các dải tương ứng, như trình bày trên hình 4.4.



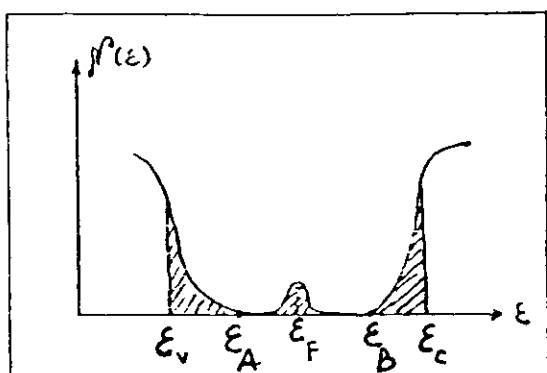
Hình 4.4. Mẫu Mott - CFO của chất rắn bán dẫn VĐH đồng hóa trị

### b. Mẫu Davis - Mott

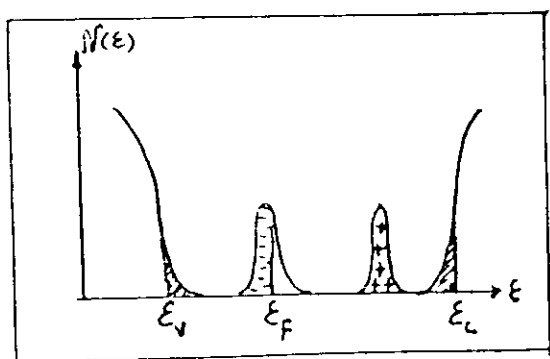
Theo mẫu này biên **độ linh động** ở chính  $\epsilon_c$  và  $\epsilon_v$ , nhưng các trạng thái định xứ do mất trật tự xa giới hạn







Hình 4.5. Mẫu Davis - Mott



Hình 4.6. Mẫu Marshall - Owen

đến các biên  $\epsilon_A$  và  $\epsilon_B$  (xem hình vẽ 4.5). Còn các trạng thái định xứ gây ra bởi các sai hỏng (tạp chất, chỗ trống v.v...) ở mức Fermi có các đuôi kéo dài về phía các dải dẫn và dải hóa trị nhưng với mật độ giảm nhanh. Dải con ở giữa dải cấm này có tác dụng định vị mức Fermi, do đó phù hợp với việc giải thích các tính chất của bán dẫn VDH loại này ở trong trường điện từ biến thiên. Dải con này cũng có thể tách đôi trong một trường hợp đặc biệt.

### c. Mẫu Marshall - Owen

Mẫu này đưa ra chủ yếu để giải thích các tính chất của các lớp bán dẫn VĐH kiểu  $As_2Se_3$ . Mức Fermi  $\epsilon_F$  được xác định bởi các dải đônô hoặc axepto trong dải cấm, như thấy trên hình vẽ 4.6 (trang trước).

Tùy theo các cấu hình của cấu trúc VĐH còn có thể đưa ra nhiều dạng dải năng lượng của điện tử trong bán dẫn VĐH, chúng có thể dẫn đến nhiều tính chất đặc thù như các **hiệu ứng đảo mạch** và **hiệu ứng nhớ**, như sẽ thấy sau này. Các phương pháp mô phỏng hiện nay, kết hợp với các phương tiện tính toán hiện đại, cho phép xác định các dạng dải năng lượng trong bán dẫn VĐH rất nhanh chóng.

## 2. Độ dẫn của các bán dẫn VĐH phụ thuộc vào các dạng mẫu dải năng lượng và loại hạt dẫn

a. Độ dẫn do các hạt dẫn được kích thích từ các trạng thái trải rộng tương tự như của tinh thể bán dẫn, nghĩa là

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{(\epsilon_F - \epsilon_V)}{k_B T}\right) \quad (4.1)$$

trong đó thông số  $\sigma_0$  cho bởi biểu thức

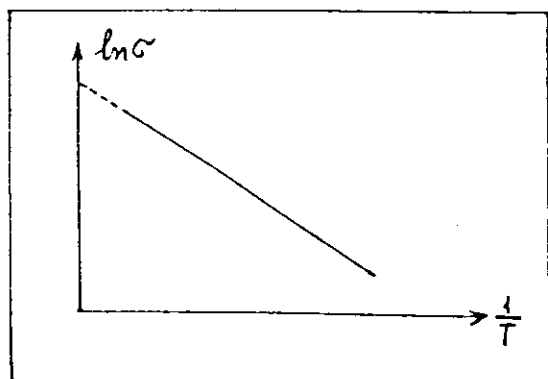
$$\sigma_0 \approx \frac{0,06e^2}{\hbar r_e} \quad (4.2)$$

(cho các bán dẫn VĐH có số phối vị bằng 6,  $r_e$  là thông số thể hiện ảnh hưởng của thăng giáng thế năng trong chất rắn VĐH lên mật độ trạng thái). Nếu trong 4.2 chọn  $r_e \approx 4\text{\AA}$  thì  $\sigma \approx 350 \text{om}^{-1} \text{cm}^{-1}$ . Trong phần lớn các bán dẫn VĐH thì  $\sigma_0$  có giá trị từ 100 đến  $500 \text{om}^{-1} \text{cm}^{-1}$ . Biểu thức khác của  $\sigma_0$  là

$$\sigma_0 = eN(\epsilon_V)k_B T\mu_0 \quad (4.3)$$

trong đó  $\mu_0$  là độ linh động ứng với mức cơ bản của hạt dẫn,

nó biến thiên nghịch đảo với nhiệt độ  $T$ , bởi vậy  $T_0$  không phụ thuộc nhiệt độ. Do đó từ (4.1) ta sẽ thấy đường biểu diễn  $\ln \sigma$  theo  $1/T$  sẽ là một đường thẳng như thấy trên hình vẽ (4.7).



Hình 4.7. Sự phụ thuộc tuyến tính của  $\ln \sigma$  theo  $1/T$

**b.** Độ dẫn điện liên quan đến các hạt dẫn kích thích từ các trạng thái định xứ ở gần biên dải năng lượng, ví dụ ở gần  $\varepsilon_A$ ,  $\varepsilon_B$  (xem hình vẽ 4.5). Cũng giả thiết rằng hạt dẫn cơ bản là các lỗ, độ dẫn cho **cơ chế nhảy cóc** cho bởi biểu thức

$$\sigma = \sigma_1 \exp\left(-\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_B + \Delta\varepsilon_1}{k_B T}\right) \quad (4.4)$$

trong đó  $\Delta\varepsilon_1$  là năng lượng kích hoạt các bước nhảy của hạt dẫn (định xứ),  $\varepsilon_B$  là năng lượng ở biên dải (xem hình vẽ 4.5). Giá trị của  $\sigma_1$  nhỏ hơn  $\sigma_0$  từ  $10^2 \div 10^4$  lần, là do vừa giảm mật độ trạng thái vừa giảm độ linh động tương ứng. Ta cũng có liên hệ tuyến tính giữa  $\ln \sigma$  và  $1/T$ , suy từ 4.4.

**c.** Độ dẫn điện liên quan đến quá trình nhảy cóc của các hạt dẫn kích thích từ các mức của trạng thái định xứ gần mức Fermi  $\varepsilon_F$ . Tương tự như trên có biểu thức

$$\sigma = \sigma_2 \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_2}{k_B T}\right) \quad (4.5)$$

trong đó  $\sigma_2$  cùng cỡ với  $\sigma_1$  ( $\sigma_2 \approx \sigma_1$ ), còn năng lượng kích hoạt nhảy cóc của điện tử  $\Delta\varepsilon_2$  xấp xỉ 1/2 bề rộng của dải năng lượng do sai hỏng, như thấy trên hình 4.5. Sự phụ thuộc của  $\ln\sigma$  vào  $1/T$ , theo như (4.5) cũng có dạng đường thẳng nếu  $\sigma_2$  và  $\Delta\varepsilon_2$  không phụ thuộc nhiệt độ. Thực ra dạng đường thẳng chỉ đạt được khi độ dẫn chủ yếu là do dời mức (nhảy cóc) xảy ra giữa các mức định xứ cạnh nhau. Ở khu vực nhiệt độ thấp biểu thức

$$\ln\sigma = A - BT^{-1/4} \quad (4.6)$$

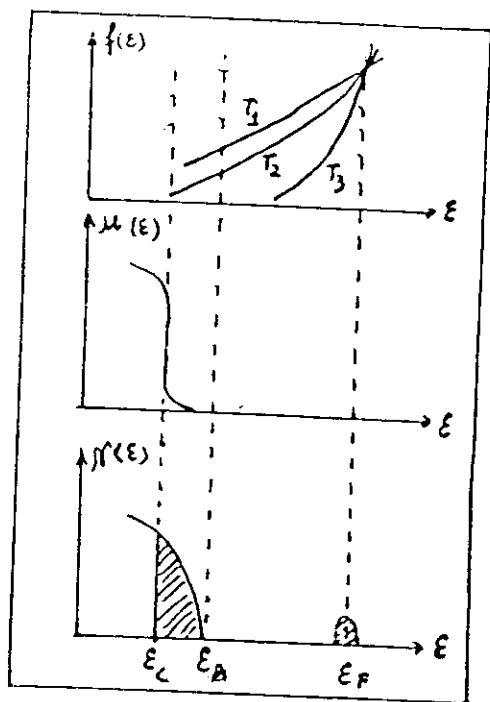
phù hợp hơn với thực nghiệm vì lúc đó vai trò của các nhảy cóc giữa các mức định xứ xa nhau trở nên quan trọng.

Tóm lại độ dẫn của bán dẫn VĐH sẽ bao gồm độ dẫn của cả ba quá trình dẫn trên đây. Một cách tổng quát có thể xác định độ dẫn tổng cộng theo công thức, qua mật độ trạng thái  $N(\varepsilon)$  như sau:

$$\sigma = e \int N(\varepsilon) \mu(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (4.7)$$

trong đó các hàm  $N(\varepsilon)$ ,  $\mu(\varepsilon)$ ,  $f(\varepsilon)$  lần lượt là mật độ trạng thái, độ linh động và hàm phân bố Boltzmann ứng với năng lượng trạng thái  $\varepsilon$ . Chú ý rằng hàm  $f(\varepsilon)$  ở đây là mô tả phân bố các trạng thái ở trên mức  $\varepsilon_F$ , mà không phải là mô tả phân bố điện tử (lúc đó phải là hàm Fermi - Dirac). Các hàm  $N(\varepsilon)$ ,  $\mu(\varepsilon)$ ,  $f(\varepsilon)$  theo mẫu Davis - Mott có dạng như trình bày trên hình 4.8 (ứng với  $T_1 > T_2 > T_3$ ).

Trên hình 4.9 trình bày đồ thị biểu diễn sự biến đổi của  $\ln\sigma$  theo nhiệt độ ứng với các cơ chế và dạng chung



Hình 4.8. Dạng các hàm  $N(\epsilon)$ ,  $\mu(\epsilon)$ ,  $f(\epsilon)$ ,  $\sigma(\epsilon)$  theo mẫu Davis - Mott. ( $T_1 > T_2 > T_3$ )

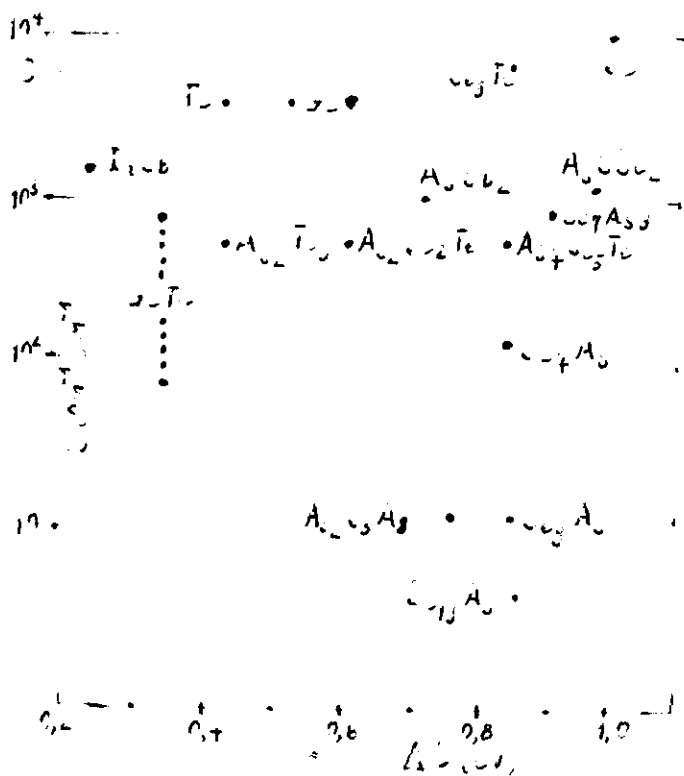
trong bán dẫn VĐH.

Ở nhiệt độ phòng thí nghiệm ( $20^\circ\text{C}$ ) nói chung độ dẫn  $\sigma$  của các bán dẫn VĐH có thể viết bằng biểu thức

$$\sigma = C \exp\left(-\frac{\Delta\epsilon}{k_B T}\right) \quad (4.8)$$

trong đó  $C$  và  $\Delta\epsilon$  là hai thông số đặc trưng cho mỗi bán dẫn VĐH. Hình 4.9 trình bày vị trí của các bán dẫn VĐH trên bản đồ  $(C, \Delta\epsilon)$ . Trên bản đồ này không thấy có mối quan hệ rõ rệt nào giữa  $C$  và  $\Delta\epsilon$  (ở nhiệt độ phòng).

Với các bán dẫn VĐH không phải là thủy tinh sẽ phát

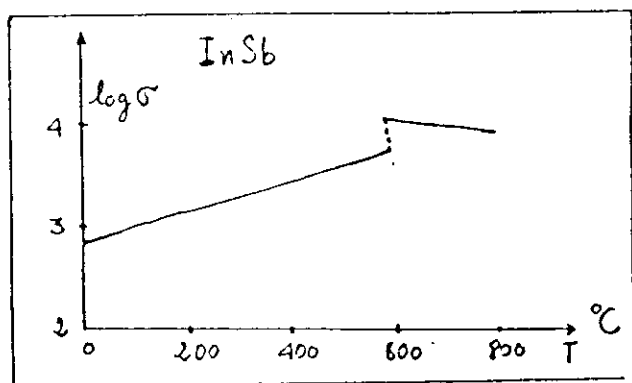
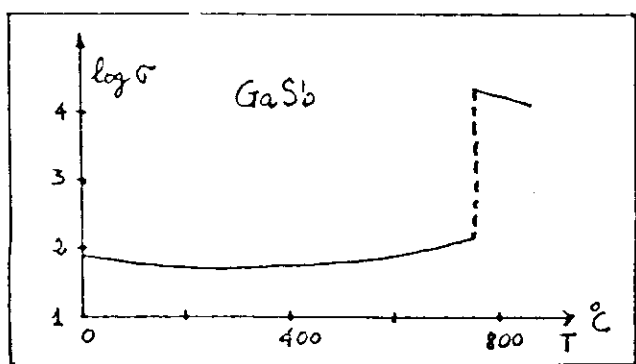
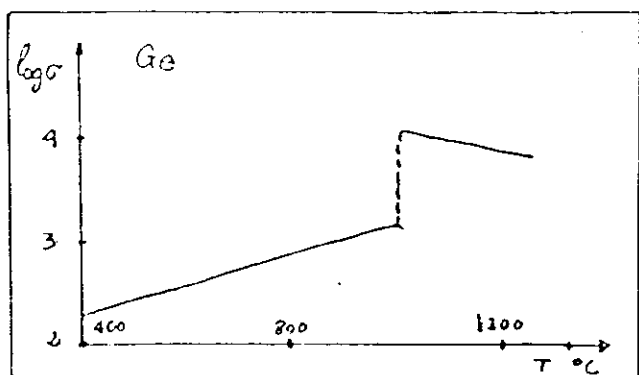


Hình 4.9. Phân bố  $C, \Delta \epsilon$  (trong công thức (4.8)) của bán dẫn VĐH ở nhiệt độ phòng

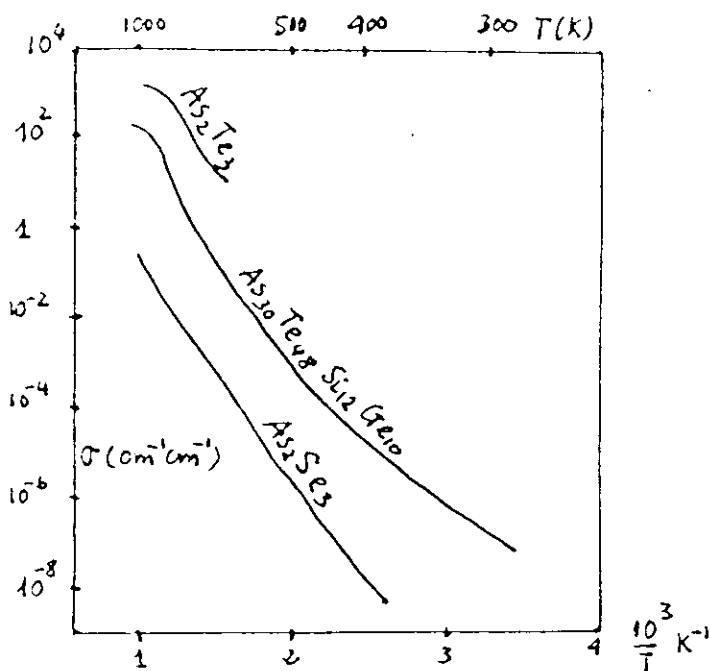
hiện thấy có đột biến về độ dẫn khi đi qua điểm nóng chảy, như trên hình 4.10

Còn đối với các thủy tinh bán dẫn thì dạng phụ thuộc  $\ln \sigma$  vào  $1/T$  không thay đổi đột biến khi đi qua điểm nóng chảy thủy tinh, tuy nhiên ở thể lỏng có thể có độ dốc cao hơn như trên hình 4.11.

Khi hạt dẫn được phóng vào bán dẫn, đồng thời có trường ngoài  $\vec{E}$  tác động, thì các hạt dẫn đó sẽ dịch chuyển



Hình 4.10. Độ biến độ dẫn  $\sigma$  của bán dẫn VĐH không phải là thủy tinh qua điểm nóng chảy



Hình 4.11. Sự phụ thuộc  $\sigma$  vào  $1/T$  của thủy tinh bán dẫn

theo chiều (lỗ) hoặc ngược chiều (điện tử) với vận tốc trung bình  $\bar{v}$ , độ linh động của chúng gọi là **độ linh động kéo** theo được xác định bằng biểu thức

$$\mu_D = \frac{\bar{v}}{|E|} \quad (4.9)$$

Trong bán dẫn tinh thể, giả sử ở độ sâu  $\epsilon_1$  cách đáy dải dẫn có các **tâm bắt**, mật độ trạng thái của các tâm bắt là  $N_t$  và mật độ trạng thái hiệu dụng của dải dẫn bên trên là  $N_c$ , độ linh động kéo theo khi đó cho bởi biểu thức



$$\mu_D = \mu_0 \frac{N_c}{N_t} \exp\left(-\frac{\varepsilon_t}{k_B T}\right) \quad (4.10)$$

trong đó  $\mu_0$  là độ linh động thông thường ở trạng thái cân bằng.

Trong các bán dẫn VĐH, nếu các mức định xứ cũng tăng tuyến tính với khoảng cách đến biên của dải, thì độ linh động kéo theo cũng có thể chứng minh có dạng tương tự

$$\mu_D = \mu_0 \frac{\Delta\varepsilon}{k_B T} \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon}{k_B T}\right) \quad (4.11)$$

trong đó  $\Delta\varepsilon$  là khoảng cách đến biên của dải của các trạng thái định xứ. Theo (4.11) cũng sẽ có quan hệ tuyến tính giữa  $\ln \mu_D$  và  $1/T$ . Kết quả này đã được thực nghiệm xác nhận ở nhiều bán dẫn VĐH, tuy nhiên vì tính đa dạng của cấu trúc các dải nên sự phụ thuộc của  $\ln \mu_D$  vào nhiệt độ cũng rất đa dạng và phụ thuộc cả vào khoảng nhiệt độ. Thí dụ ở các màng a - Si thấy dạng tuyến tính, nhưng đến khoảng  $T = 200\text{K}$  thì lại có sự thay đổi độ dốc.

### 3. Độ dẫn trong trường biến thiên của bán dẫn VĐH

Cũng giống như khi xét độ dẫn tĩnh, sẽ xem xét ba trường hợp ứng với ba loại hạt dẫn.

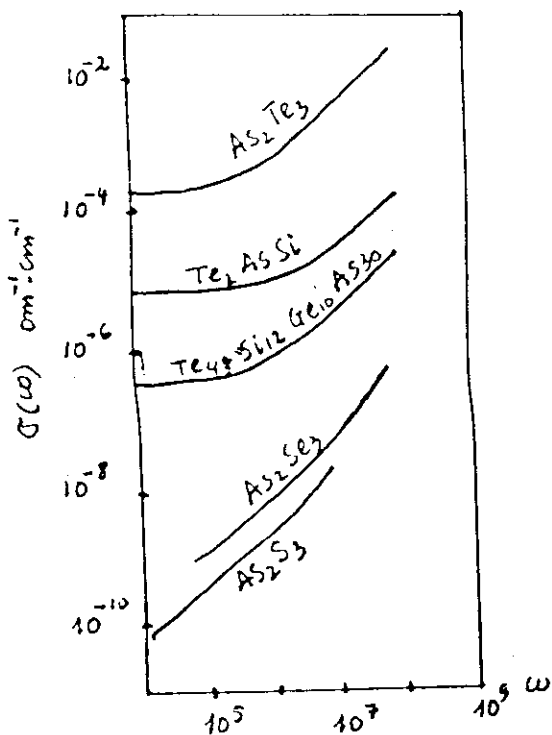
a. Với các hạt dẫn (tự do) ứng với các trạng thái không định xứ (trải rộng) ở gần  $\varepsilon_v$  hoặc  $\varepsilon_c$ , sẽ có biểu thức giống như ở trong tinh thể

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma(0)}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (4.12)$$

trong đó  $\sigma(0)$  là độ dẫn ứng với trường tĩnh,  $\tau$  là thời gian

hồi phục. Vì hạt dẫn "tự do" có thời gian hồi phục rất ngắn ( $\tau \approx 10^{-15}$  sec) nên chỉ với tần số cao ( $\nu \approx 10^{15}$  sec $^{-1}$ ) thì mới thấy rõ sự phụ thuộc của  $\tau$  theo  $\omega$ . Còn với các tần số thấp như tần số thuộc dải sóng vô tuyến ( $\nu \approx 10^7$  sec $^{-1}$ ) thì sẽ không thấy rõ sự phụ thuộc của  $\tau$  vào  $\omega$ .

b. Với các hạt dẫn kích thích từ các trạng thái định xứ ở gần biên các dải hóa trị hoặc dải dẫn và dẫn bằng cơ chế nhảy cóc, thì độ dẫn sẽ phụ thuộc vào  $\omega$  theo dạng  $\omega(\ln[v_{ph}/\omega])^4$ , nghĩa là xấp xỉ  $\omega^{0,8}$  khi  $\omega \ll v_{ph}$ ;  $v_{ph}$  là tần số của dao động phonon đặc trưng trong bán dẫn VDH.



Hình 4.11'  $\sigma(\omega)$  của một số thủy tinh bán dẫn Chalcogenide

c. Với các hạt dẫn kích thích từ các trạng thái định xứ ở lân cận  $\varepsilon_F$  và dẫn bằng cơ chế nhảy cóc thì Davis và Mott tìm được biểu thức.

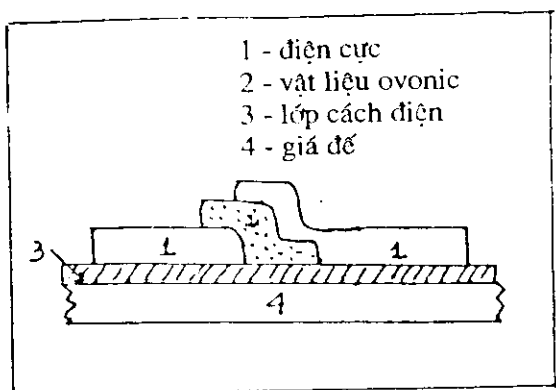
$$\sigma(\omega) = \frac{1}{3} \pi e^2 k_B T [N(\varepsilon_F)]^2 \beta \omega \left[ \ln \left( \frac{v_{ph}}{\omega} \right) \right]^4 \quad (4.13)$$

trong đó  $\beta$  là một thông số phụ thuộc vào cấu hình trật tự gần của chất bán dẫn VDH mà không phụ thuộc vào tần số  $\omega$ . Trong (4.13) ta thấy sự phụ thuộc  $\omega$  của độ dẫn trong trường hợp này cũng giống như trường hợp các hạt dẫn kích thích từ các mức định xứ của trường hợp b) trên đây.

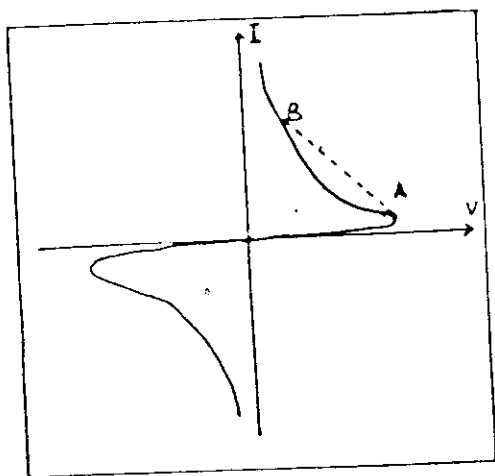
Hình 4.11' trình bày đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc tần số của độ dẫn một số thủy tinh bán dẫn loại Chalcogenide, từ đồ thị trên hình 4.11' chúng ta thấy khi tần số lớn hơn MHz thì độ dẫn  $\sim \omega^{0.8}$ . Vì quan sát thấy độ dẫn dạng này ít phụ thuộc nhiệt độ, nên có thể đó là trường hợp thuộc vào cơ chế xét ở trường hợp c) trên đây.

#### 4. Hiệu ứng đảo và nhớ trong màng mỏng bán dẫn VDH

Đầu tiên Ovshinsky và sau đó nhiều người khác nghiên cứu phát hiện thấy trong các màng mỏng bán dẫn VDH, mà điển hình là các màng mỏng thủy tinh Chalcogenide ( $As_2Se_3$ ,  $As_2Te_3$ ,  $As_2S_3$  ...), có hiện tượng **đảo** và **nhớ**, tồn tại và lặp lại nhiều lần ổn định (có khi lặp lại đến  $10^{10}$  lần mà vật liệu không bị phá hủy). Để làm thí nghiệm thường chế tạo mẫu đo có cấu hình gồm lớp màng mỏng thủy tinh bán dẫn (gọi là **vật liệu Ovonic**) kẹp giữa 2 điện cực như trên hình vẽ 4.12, tất cả trên một giá đỡ. Khi tác dụng điện thế V giữa 2 điện cực **đặc tuyến I-V** có thể có dạng như trên hình vẽ 4.13a, 4.13b.



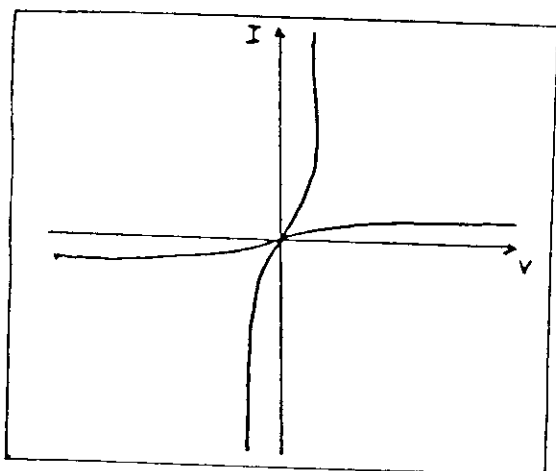
Hình 4.12. Cấu trúc của linh kiện Ovonic



Hình 4.13a. Hiệu ứng đảo của Ovonic

Trên hình 4.13a ta thấy khi  $V$  tăng lên quá một giá trị tới hạn  $V_1$  (trong khoảng  $10^5$  vôn/cm thì phân tử ovonic chuyển từ trạng thái điện trở cao (điểm A) sang trạng thái điện trở thấp (điểm B) tức là từ dòng điện thấp đột biến sang dòng điện lớn mà lại giảm hiệu điện thế, nghĩa là ứng với đoạn AB có điện trở vì phân có giá trị âm. Sự biến đổi

đột ngột trên đây gọi là **hiệu ứng đảo**, nghĩa là đảo từ trạng thái **ngắt** (OFF) sang trạng thái **thông điện** (ON). Khi đã tới B phải giữ điện thế để cho dòng điện được duy trì ở trạng thái thông điện (thường giữ V cỡ 1 vôn và I cỡ  $0,1 \div 0,5$  mA). Nếu giảm điện thế hoặc dòng điện xuống dưới điện thế hoặc dòng điện duy trì đó thì trạng thái thông điện sẽ mất đi và trở về trạng thái ngắt.



Hình 4.13b. Hiệu ứng nhớ của Ovonic

Trên hình 4.13b thì khác với đặc tuyến V-I của hiệu ứng đảo (4.13a), ngay cả khi ta giảm điện thế xuống gần số 0 trạng thái thông điện vẫn duy trì, và ta gọi hiệu ứng xảy ra đó là **hiệu ứng nhớ**. Muốn cho nó trở về trạng thái ngắt thì phải "xoá" bằng một xung có điện thế phân cực ngược lại. Các linh kiện này thường có điện trở ở trạng thái ngắt khoảng  $10^5 \div 10^7$  ohm ở 300K. Thời gian đảo thường rất nhanh cỡ  $\leq 10^{-10}$ sec.

Những quá trình điện tử xảy ra trong bán dẫn VĐH dẫn đến các hiệu ứng đảo và nhớ đã được nhiều công trình nghiên cứu đề cập đến. Đã đưa ra nhiều cơ chế để giải

thích, nhưng chưa có cơ chế nào có thể bao quát được các hiện tượng đảo và nhớ rất đa dạng đã phát hiện ra.

Dưới đây giới thiệu cơ chế do Mott giải thích như sau. Khi trường đủ lớn, các điện tử được gia tốc có đủ năng lượng để bù vào sự tổn hao do phát xạ phonon, khi đó nó sẽ kích hoạt các điện tử khác tham gia quá trình dẫn và hình thành một plasma dẫn điện được duy trì gần các điện cực. Do đó có sự đảo sang trạng thái thông điện. Để đánh giá điện thế tới hạn ta có biểu thức

$$e\mu E_t^2 = \hbar\omega_{ph}^2 \quad (4.14)$$

trong đó  $\hbar\omega_{ph}$  là năng lượng của phonon khoảng  $3 \cdot 10^{-2} \text{eV}$ , độ linh động của điện tử  $\mu \approx 3 \text{ cm}^2/\text{vôn} \cdot \text{sec}$ , ta tìm thấy  $E_t \sim 3 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ . Ở đây không xảy ra quá trình đánh thủng như với chất điện môi do hiệu ứng nhiệt nảy sinh. Bởi vậy tính lặp lại được duy trì và vật liệu không bị phá hủy.

Tuy nhiên hiện nay các linh kiện Ovonic không thể thay được các linh kiện bán dẫn tinh thể dùng hiệu ứng lớp chuyển tiếp p - n, vì độ ổn định về chất lượng và công nghệ chế tạo chưa đạt tới ý nghĩa thương mại có thể cạnh tranh.

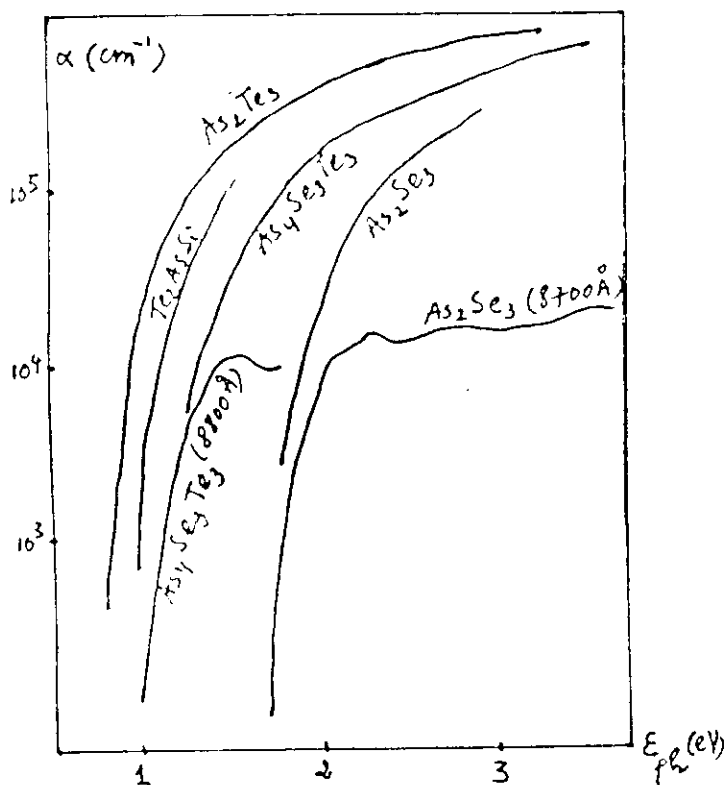
### III. TÍNH CHẤT QUANG HỌC CỦA BÁN DẪN VĐH

Tính chất quang học của bán dẫn VĐH có những đặc điểm khác với bán dẫn tinh thể là do cấu trúc dải năng lượng trong bán dẫn VĐH xuất hiện các trạng thái định xứ ở biên các dải dẫn và dải hóa trị và có thể ở cả gần mức Fermi (theo mẫu Davis - Mott). Dưới đây sẽ xét đến một số đặc điểm của tính chất quang học của chúng.

#### 1. Độ quang dẫn và hiệu suất lượng tử

Các bán dẫn VĐH thường có tính chất quang điện trở rõ rệt, điện trở thay đổi đáng kể khi dọi ánh sáng có tần số thích hợp.

Độ nhạy đạt giá trị cực đại khi năng lượng photon của ánh sáng chiếu ứng với ngưỡng chuyển dời điện tử giữa các dải, tuy nhiên trong bán dẫn VDH thì tính phụ thuộc vào phổ (tần số) không rõ nét như trong tinh thể bán dẫn. Độ quang dẫn tăng dần trong khu vực biên của dải hấp thụ quang học và tiến dần đến bão hòa khi tăng năng lượng photon. Khác với tinh thể, ở bán dẫn VDH khi tiếp tục tăng năng lượng photon độ quang dẫn không tụt xuống. Điều đó chứng tỏ rằng trong bán dẫn VDH **quá trình tái hợp** trong khối áp đảo quá trình tái hợp trên lớp bề mặt.



Hình 4.14.  $\alpha$  và  $\Delta\sigma$  phụ thuộc  $\epsilon$  photon của một số bán dẫn VDH

Độ quang dẫn tính bởi biểu thức

$$\Delta\sigma = \sigma_{\text{sáng}} - \sigma_{\text{tối}} = \mu e \Delta n \quad (4.15)$$

trong đó  $\Delta n$  là mật độ cân bằng của các hạt dẫn dư (phát sinh) với độ linh động  $\mu$ . Có thể viết biểu thức của  $\Delta n$  như sau:

$$\Delta n = \frac{\tau \eta I_0 (1 - R) [1 - \exp(-\alpha d)]}{d} \quad (4.16)$$

trong đó  $d$  là bề dày của mẫu thí nghiệm,  $I_0$  là cường độ của dòng bức xạ tới,  $R$  là hệ số phản xạ,  $\alpha$  là hệ số hấp thụ và  $\eta$  là **hiệu suất lượng tử** của quá trình tạo ra hạt dẫn bởi photon (tức là số hạt dẫn trung bình sinh ra khi một photon bị hấp thụ). Trên hình vẽ 4.14 trình bày đồ thị biểu diễn phổ quang dẫn của một số bán dẫn VĐH cùng với hệ số hấp thụ  $\alpha$ .

## 2. Biên hấp thụ của bán dẫn VĐH

Quá trình hấp thụ bức xạ điện từ cũng giống như trong tinh thể, nghĩa là khi năng lượng photon còn nhỏ thì chủ yếu là gây ra sự dời mức điện tử giữa các mức trong dải cạnh nhau hoặc với các mức tạp ở gần dải v.v... và khi đó hệ số hấp thụ nhỏ. Khi tăng năng lượng photon thì hệ số hấp thụ  $\alpha$  cũng tăng lên. Đến giá trị năng lượng photon tương ứng với bề rộng dải cấm thì  $\alpha$  đột ngột tăng mạnh. Như ở phần biên hấp thụ có thể chia ra phần  $\alpha$  nhỏ và kéo dài về phía  $\epsilon$  photon nhỏ (đuôi dải hấp thụ) và phần  $\alpha$  có giá trị cao.

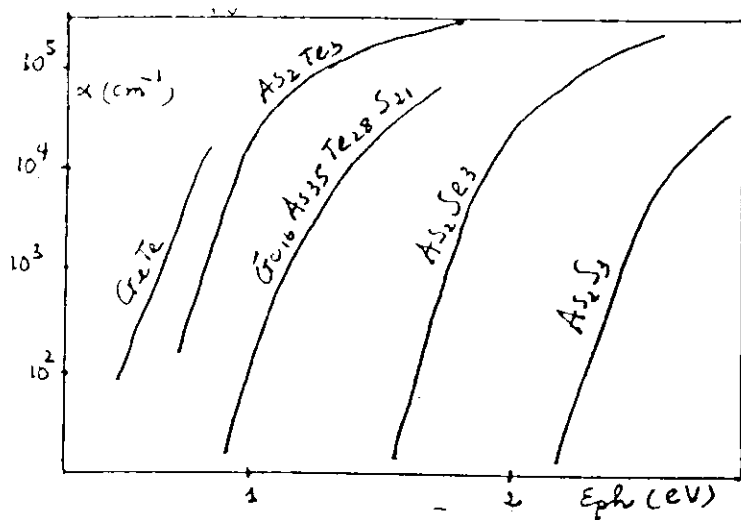
Ở phần  $\alpha$  có giá trị nhỏ cỡ  $10^2 \text{ cm}^{-1}$  trở lại trong nhiều bán dẫn VĐH phát hiện thấy hệ số hấp thụ có dạng hàm mũ.

$$\alpha \sim \exp(\gamma \epsilon_{\text{photon}}) \quad (4.17)$$



trong đó  $\gamma$  là một hệ số có thứ nguyên  $(\text{eV})^{-1}$ . Hình vẽ 4.15 và bảng 4.2 cho ta một số kết quả thực nghiệm ở biên hấp thụ một số bán dẫn VDH.

Có nhiều giả thiết nhằm giải thích dạng (4.17) bằng cơ chế tương tác giữa điện tử và lỗ (cơ chế êxitôn).



Hình 4.15. Biên hấp thụ dạng hàm mũ

Vật liệu	$\gamma, (\text{eV})^{-1}$
GeTe	15
Te	18
$\text{As}_2\text{Te}_3$	19
$\text{CdGeAs}_2$	19
$\text{As}_2\text{Se}_3$	20
Se	17
$\text{As}_2\text{S}_3$	19

Bảng 4.2

Ở phần đuôi của biên hấp thụ, tức là về phía  $\epsilon_{\text{photon}}$  nhỏ, cũng giống như trong tinh thể, có dạng đuôi gọi là **đuôi Urbach**, mà ở đó  $\alpha$  cho bởi biểu thức

$$\alpha(\epsilon_{\text{photon}}) \sim \exp\left[\frac{\gamma'(\epsilon_{\text{photon}} - E_g(T))}{k_B T^*}\right] \quad (4.18)$$

trong đó  $\gamma'$  là hệ số cỡ đơn vị,  $E_g(T)$  là sự phụ thuộc của bề rộng dải cấm vào nhiệt độ  $T$ ,  $T^*$  là nhiệt độ hiệu dụng (nó không đổi ở khu vực nhiệt độ thấp và tỷ lệ với  $T$  ở khu vực nhiệt độ cao).

Ở vùng hệ số hấp thụ cao ( $\alpha \geq 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ) phép tính cho thấy sự phụ thuộc của  $\alpha$  vào năng lượng photon có dạng hàm mũ, cho bởi biểu thức

$$(\epsilon_{\text{photon}}) \sim \frac{(\epsilon_{\text{photon}} - \epsilon_0)^r}{\epsilon_{\text{photon}}} \quad (4.19)$$

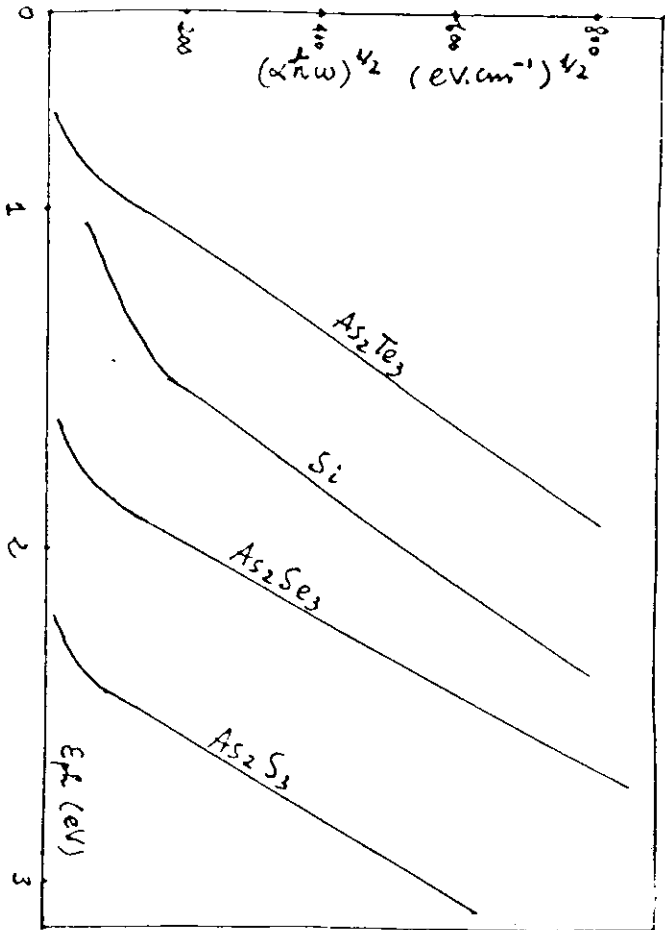
trong đó  $\epsilon_0$  gọi là **dải cấm quang học**, số lũy thừa  $r$  có giá trị xấp xỉ  $2 \div 3$ . Ở đây quá trình hấp thụ chủ yếu là chuyển dời hạt dẫn giữa các dải, bao gồm **chuyển dời trực tiếp** và **không trực tiếp** có sự tham gia của phonon.

Hình vẽ 4.16 cho đồ thị phụ thuộc của  $\alpha$  (khu vực có giá trị lớn ở biên hấp thụ) vào năng lượng photon của một số bán dẫn VDH.

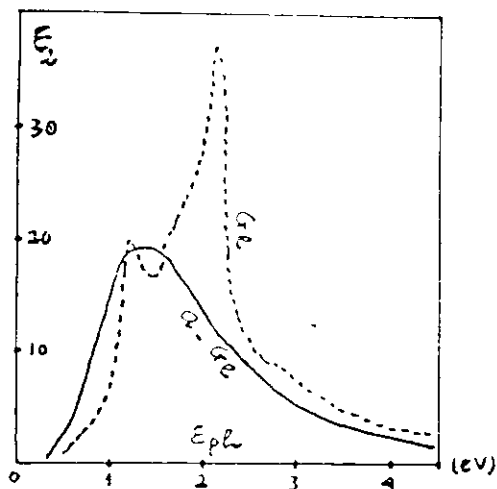
Với  $\epsilon_{\text{photon}}$  lớn hơn, có thể tới 20eV với các photon dải cực tím ta có thể xem xét phổ của bán dẫn VDH, cũng giống như với tinh thể, bằng cách đo phân phức của hằng số điện môi  $\epsilon_2$  qua việc đo hệ số phản xạ. Ta có biểu thức của  $\epsilon_2$ :

$$\epsilon_2 = \frac{n c \alpha}{\omega} \quad (4.20)$$

trong đó  $n$  là chiết suất,  $\alpha$  là hệ số hấp thụ. Hình vẽ 4.17 cho sự phụ thuộc của  $\epsilon_2$  vào năng lượng photon của Ge tinh thể và a-Ge.



Hình 4.16. Dạng phụ thuộc của  $(\alpha \epsilon_{photon})^{1/2}$  vào năng lượng photon  $\epsilon_{photon}$  của một số bán dẫn VDH



Hình 4.17. Phổ  $\epsilon_2$  của Ge tinh thể (---) và của a - Ge (-) theo  $\epsilon_{photon}$

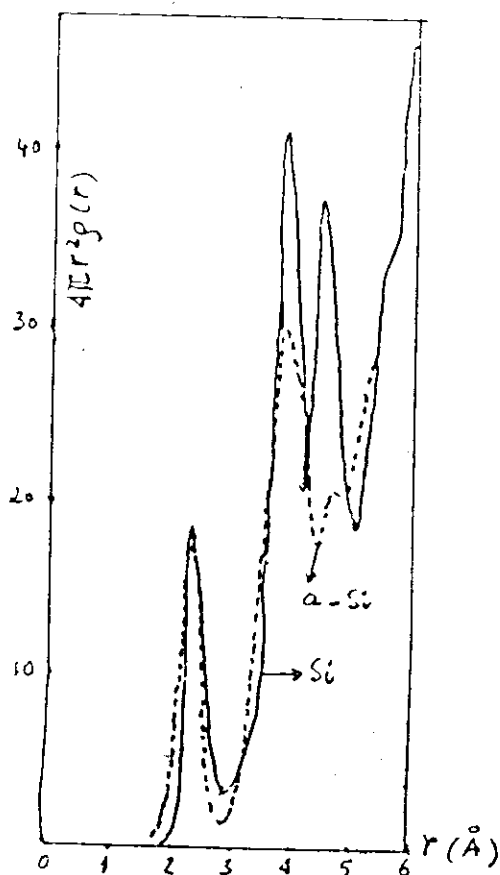
Đối với các bán dẫn VDH cũng giống như a - Ge trên hình 4.17, chúng ta thấy phổ của chúng "đơn giản" hơn phổ của tinh thể tương ứng. Có thể giải thích điều này về tính đẳng hướng của cấu trúc VDH, đồng thời cấu trúc dải năng lượng trong chất rắn VDH cũng có sự "nhòe ra" ở các biên dải v.v...

#### IV. SILIC VÔ ĐỊNH HÌNH VÀ THỦY TINH CHALCOGENIDE

Silic vô định hình (a - S : H) có tạp hydro được dùng trong nhiều kỹ thuật hiện nay như pin mặt trời (pin ánh sáng), thiết bị ghi hình và hiển thị v.v... Các thủy tinh chalcogenide là những vật liệu rất có triển vọng trong công nghệ **quang tích hợp** (integrated optoelectronics) vì chúng có hiện tượng đảo và nhớ (4.2.4). Dưới đây trình bày những tính chất chính của chúng và một số ứng dụng.

## 1. Silic vô định hình

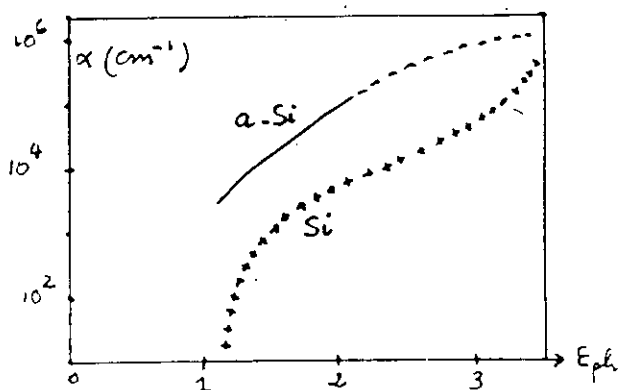
Các lớp silic vô định hình (a - Si) thường được chế tạo bằng phóng điện qua khí kém (glow discharge) trong bình phản ứng có hỗn hợp khí  $H_2$  + Silane ( $SiH_4$ ), như trình bày trên hình vẽ 4.1. Tính chất của a - Si thu được, như đã nói ở trên, phụ thuộc nhạy cảm vào các thông số công nghệ của quá trình phóng điện. Tuy nhiên tính chất của chúng khá ổn



Hình 4.17'. Hàm phân bố xuyên tâm  $4\pi r^2 \rho(r)$  của a-Si

định và quá trình kết tinh chỉ xảy ra khi ủ chúng lên nhiệt độ trên  $500^{\circ}\text{C}$ .

Trên hình 4.17' cho dạng của hàm phân bố xuyên tâm của màng a - Si và đối chứng với màng tinh thể Si cũng từ màng đó sau khi ủ trên  $500^{\circ}\text{C}$  mà thành.



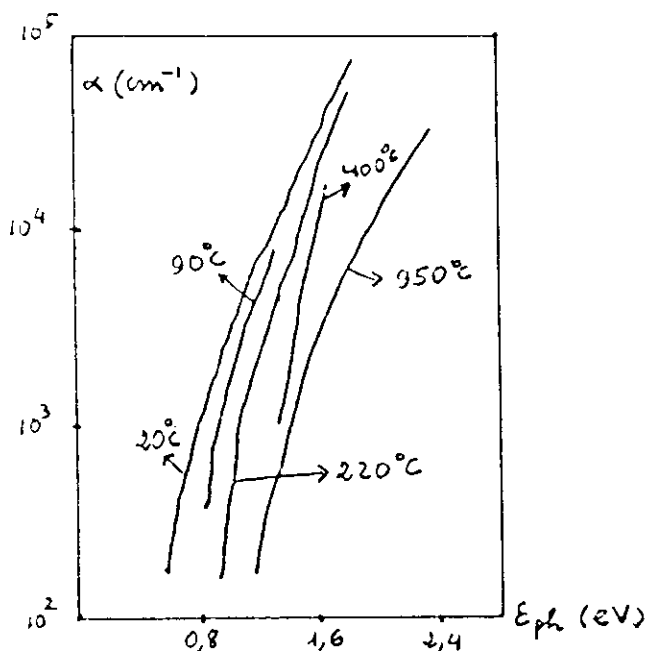
Hình 4.18. Biên hấp thụ của a - Si so sánh với Si tinh thể

Theo cực đại thứ nhất có thể xác định khoảng cách nguyên tử và số phối vị của hình cầu phối vị thứ nhất là  $2,35\text{\AA}$  và  $4,0 \pm 0,1$ , nghĩa là không khác biệt mấy với màng Si tinh thể tương ứng.

Theo cực đại thứ 2 cũng tính ra khoảng cách nguyên tử và số phối vị của hình cầu phối vị thứ hai là  $3,86\text{\AA}$  và  $11,6 \pm 0,5$ , cũng không khác mấy với màng Si tinh thể tương ứng.

Nhưng cực đại thứ 3 có ở màng Si tinh thể thì hầu như biến mất ở trong màng a - Si.

Những màng a - Si có độ dẫn điện phụ thuộc rất phức tạp vào quá trình xử lý nhiệt (ủ nhiệt). Nói chung có thể biểu diễn sự phụ thuộc của điện trở suất vào nhiệt độ bằng công thức



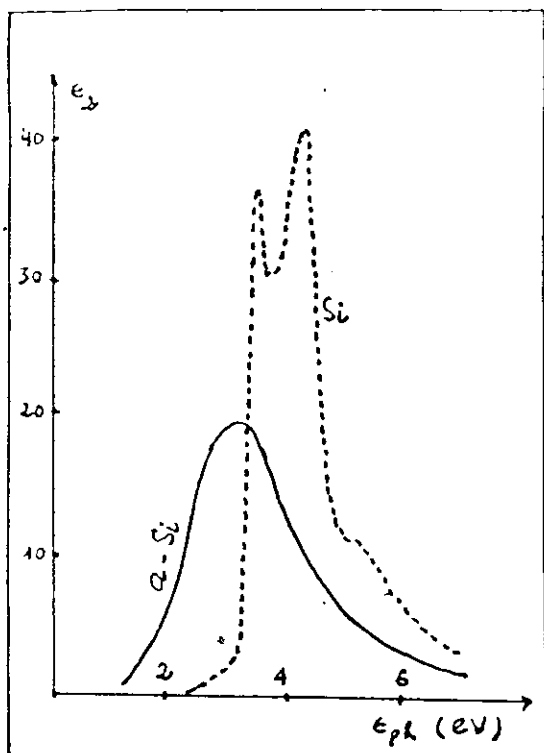
Hình 4.19. Biên hấp thụ của a - Si sau ủ nhiệt

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon}{k_B T}\right) \quad (4.8)'$$

Với các màng a - Si chế tạo bằng phương pháp phóng điện qua chất khí làm phân huỷ Silane ( $\text{SiH}_4$ ) với điện thế có tần số ở dải sóng vô tuyến, nhiệt độ giá để ngưng tụ màng a - Si là 400K, thì  $\rho_0 \approx 10^4 \text{ ohm.cm}$  và  $\Delta\varepsilon \approx 0,84 \text{ eV}$ . Như vậy màng có điện trở suất rất cao ở nhiệt độ phòng  $\rho \approx 10^{10} \text{ ohm.cm}$ .

Cũng tương tự như độ dẫn điện, tính chất quang học của a - Si cũng rất phụ thuộc vào qui trình chế tạo và xử lý nhiệt. Hình vẽ 4.18 cho thấy sự so sánh biên hấp thụ của

a - Si và tinh thể Si. Hình 4.19 cho đồ thị biến hấp thụ của a - Si sau khi đã ủ ở khoảng 100°C trong 2 giờ (vẫn còn là a - Si) và sau khi đã ủ ở 949°C trong 2 giờ (đã kết tinh).



Hình 4.20. Dải hấp thụ cơ bản của a - Si so sánh với Si tinh thể

Sự so sánh dải hấp thụ cơ bản của a - Si và tinh thể Si cho trên hình 4.20. Cũng như với Ge chúng ta thấy dải hấp thụ của a - Si chứng tỏ quá trình hấp thụ bắt đầu ở năng lượng photon thấp hơn so với của Si tinh thể và cấu trúc dải cũng đơn giản hơn (không có cực đại thứ hai).

Sự giải thích các tính chất điện và quang của a - Si có



thể dựa vào các giải thích chung về các bán dẫn VDH ở các mục II và III kết hợp với các tính chất phụ thuộc vào quá trình chế tạo các lớp a - Si và quá trình xử lý nhiệt các lớp đó.

Các lớp a - Si có ngậm hydro, chế tạo bằng phương pháp như trình bày trên hình 4.1, (Hydrogenated a-Si - a-Si:H) có thể chứa hydro từ 5% đến 10%.

Trong lớp mỏng a - Si : H các nguyên tử hydro có thể có liên kết hóa học với các nguyên tử Si theo kiểu  $\equiv \text{Si} : \text{H}$ , nghĩa là ngoài ba liên kết Si - Si trong mạng tứ diện của Si còn có liên kết thứ tư giữa Si và H bằng cặp điện tử (ký hiệu bằng hai chấm :). Những nguyên tử hydro còn lại không có liên kết hóa học với các nguyên tử Si, có thể xếp vào mặt trong các vi lỗ hổng luôn luôn có trong các lớp mỏng a - Si, mỗi vi lỗ hổng có thể chứa từ 5 - 9 nguyên tử hydro.

Sự có mặt hydro trong màng mỏng a - Si : H làm cho chúng có nhiều tính chất điện và quang đặc biệt, do đó dẫn đến nhiều ứng dụng quan trọng, mà dưới đây nói đến một số ứng dụng quan trọng nhất.

Trước hết các lớp mỏng a - Si : H được dùng rất có kết quả để làm pin mặt trời (PMT). Trên mặt lớp a - Si : H, giả dụ có độ dẫn loại n, tạo ra lớp có độ dẫn loại p ở sát mặt ngoài. Sự thay đổi loại dẫn của lớp ngoài cùng này có thể thực hiện bằng cách thêm vào dòng khí (xem hình 4.1) đi vào bình phản ứng một lượng nhỏ khí pha tạp diborane ( $\text{B}_2\text{H}_6$ ). Các ion B sẽ tạo ra các hạt dẫn là lỗ, tức là tính dẫn p. Do đó sát bề mặt có một lớp chuyển p - n. Khi chiếu ánh sáng mặt trời vào lớp chuyển p - n, các photon sẽ kích thích điện tử lên dải dẫn và xuất hiện lỗ trong dải hóa trị. Các điện tử dẫn do trường xuất hiện tại lớp p - n sẽ đi sâu vào phía trong, còn các lỗ đi ra phía ngoài. Chúng ta sẽ thu được dòng điện khi nối điện cực (trong suốt) trên mặt với

điện cực để của lớp a - Si : H. PMT dùng lớp a - Si : H có hiệu suất biến đổi năng lượng mặt trời sang điện năng khá cao thông thường 8÷9%, đặc biệt có thể đạt 13÷15% PMT dùng a - Si : H có giá rẻ hơn PMT dùng Si tinh thể, hiện được dùng rộng rãi trên các vệ tinh nhân tạo, trạm vũ trụ, máy tính bỏ túi, đồng hồ v.v... và cung cấp điện ở các nơi xa xôi hẻo lánh.

Đã có dự án xây dựng nhà máy điện dùng PMT đến 50 MW và đang được thực hiện ở Ấn Độ.

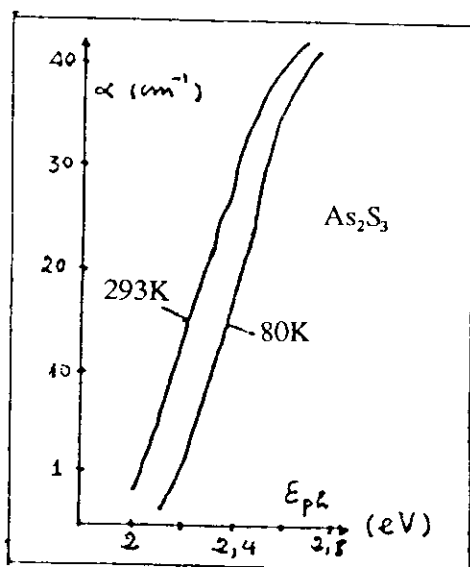
a - Si : H còn được dùng làm lớp phủ cho kính nổi (floating glass - kính nổi: chế tạo bằng cách kéo ngang tấm thủy tinh trên bề kim loại nóng chảy, do đó rất phẳng và không có ứng suất nội nên rất bền, là loại vật liệu xây dựng được ưa chuộng hiện nay). Theo dạng phổ ở biên hấp thụ của a - Si : H, ta thấy nó sẽ phản xạ mạnh ánh sáng vùng khả kiến và hồng ngoại, do đó giữ cho buồng được mát khi ngoài trời nắng to và giữ cho buồng được ấm khi ngoài trời lạnh. Lớp phủ này có bề dày vài trăm Å nghĩa là rất mỏng.

Do độ quang dẫn cao, các lớp a - Si : H có thể được dùng để in điện (xerography). Đã sản xuất và bán hàng triệu máy photocopy dùng a - Si : H (hãng Canon)

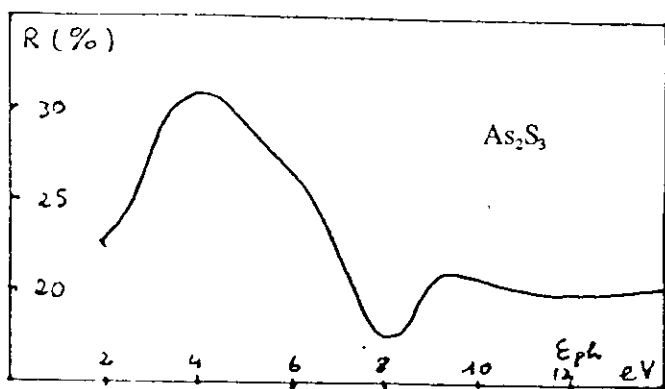
Ngoài ra các lớp a - Si với điện trở suất cao ( $10^{10} \Omega.cm$ ), độ quang dẫn lớn, có thể ứng dụng vào kỹ thuật **hiển thị, ghi hình** trong các camera (loại như vidicon), các máy ảnh ghi hình số hóa v.v...

## 2. Thủy tinh chalcogenide

Nhiều tính chất điện, quang của các thủy tinh chalcogenide đã được trình bày tổng quát ở mục trên, dưới đây chỉ nói chi tiết thêm về một số đã được nghiên cứu nhiều hơn ví dụ như  $As_2S_3$ . Nó có cấu trúc với trật tự gần tương tự như ở trạng thái tinh thể về số nguyên tử thuộc



Hình 4.21. Biên hấp thụ của  $\text{As}_2\text{S}_3$  VDH

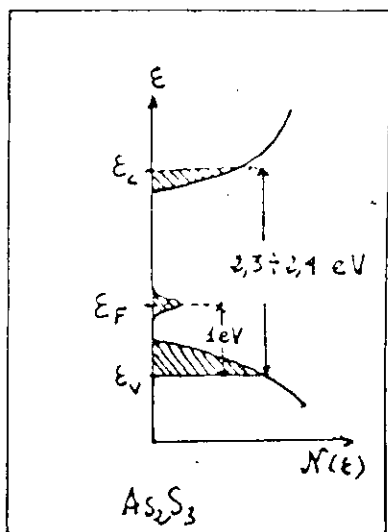


Hình 4.22. Phổ phản xạ  $R$  của  $\text{As}_2\text{S}_3$  VDH

hình cấu phối vị thứ nhất và thứ 2.

Biên hấp thụ thay đổi theo nhiệt độ và năng lượng photon cho trên hình 4.21, phổ phản xạ  $R$  trình bày trên

hình 4.22. Các tính chất trên đây có thể giải thích bằng mô hình Davis - Mott về mật độ trạng thái của  $As_2S_3$  VĐH trên hình 4.23.



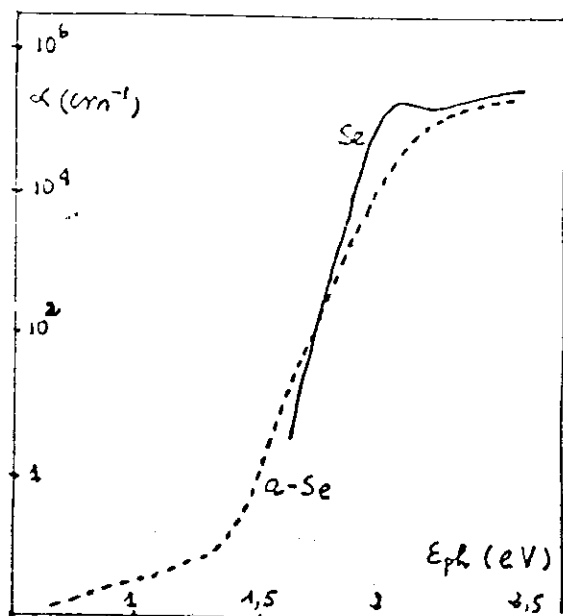
Hình 4.23. Mô hình dải mật độ trạng thái của  $As_2S_3$

Loại thủy tinh Chalcogenide thứ hai được nghiên cứu nhiều là  $As_2Se_3$  và  $As_2Te_3$  và hợp chất giữa chúng  $As_2Se_3-As_2Te_3$ . Một số thủy tinh Chalcogenide 3 cấu tử khác cũng được nghiên cứu như  $As_2SeTe$ ,  $Te_8$ ,  $Ge_{15}Sb_4$  v.v... Chúng có những tính chất đặc biệt của **vật liệu ovonic**, nghĩa là có hiệu ứng đảo và hiệu ứng nhớ, như đã trình bày ở điểm 4.2.4.

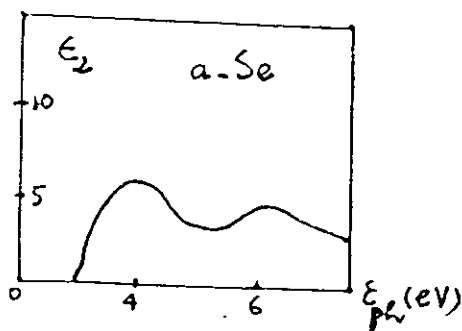
### 3. Selen VĐH: Vật liệu in điện xerography

Selen vô định hình có thể thu được bằng cách cho selen tinh thể bốc bay trong chân không trên một giá đỡ (thủy tinh hoặc tấm Al đánh bóng) giữ ở nhiệt độ khoảng  $100^\circ\text{C}$ . Khi đó thu được lớp Se VĐH. Biên hệ số hấp thụ

của  $\alpha$ -Se cho trên hình vẽ 4.24 còn dải hấp thụ cơ bản của  $\alpha$ -Se trình bày trên hình 4. 25.



Hình 4.24. Biên hấp thụ của  $\alpha$ -Se



Hình 4.25. Dải hấp thụ cơ bản của  $\alpha$ -Se

a - Se đã được phát hiện từ sớm là có thể ứng dụng để **làm vật liệu in điện**. Quá trình in điện (kcerography) trình bày trên hình vẽ 4.26. Kỹ thuật in hiện đại và đặc biệt là các máy nhân bản (photocopy) sử dụng rất rộng rãi các bản a - Se, các trống a - Se...

## V. SIÊU MẠNG BÁN DẪN

Siêu mạng là các cấu trúc mạng tinh thể có hai loại trật tự xa trùng lên nhau, một loại có chu kỳ như trong tinh thể thông thường, loại thứ hai thường là theo một chiều có chu kỳ lớn hơn chu kỳ của loại thứ nhất rất nhiều. Siêu mạng, như đã biết, đã được phát hiện thấy ở nhiều hợp kim.

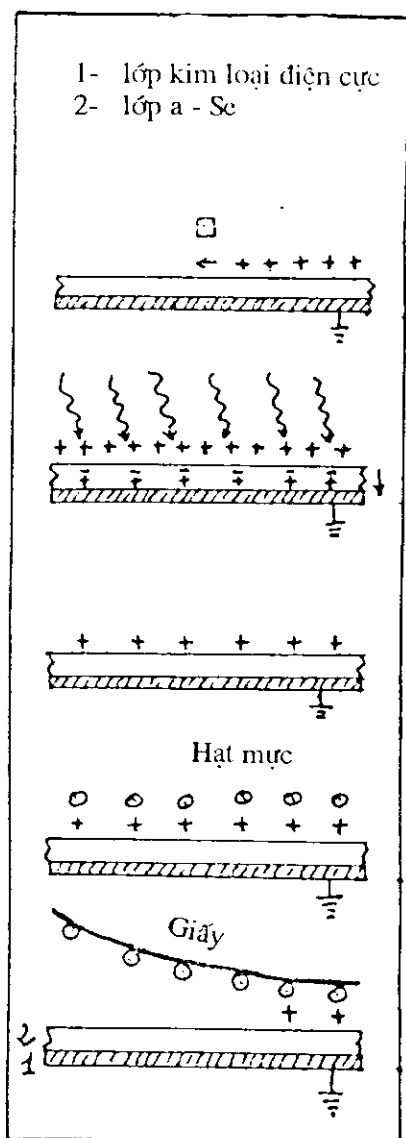
Nếu hai chu kỳ nói trên có tính chất là chu kỳ dài bằng số nguyên lần của chu kỳ ngắn ta gọi là chúng **thông ước** với nhau (commensurable), ngược lại là **không thông ước** với nhau (incommensurable). Dưới đây chỉ nói về một loại siêu mạng bán dẫn gồm nhiều lớp tinh thể hai chiều xếp lên nhau theo chiều z, mà theo chiều này có một chu kỳ tuần hoàn rất lớn hơn chu kỳ mạng.

Như sẽ thấy dưới đây loại siêu mạng bán dẫn (SMBS) này có cấu trúc dải năng lượng có thể thay đổi được theo ý muốn, nghĩa là có thể tạo ra **công nghệ dải năng lượng** (zone ingeenering).

Nhờ tiến bộ vượt bậc của công nghệ chế tạo các màng mỏng nuôi cấy (epitaxy), đặc biệt là công nghệ nuôi cấy bằng chùm phân tử (Molecular Bean Epitaxy - MBE) có thể chế tạo được các SMBD theo ý muốn.

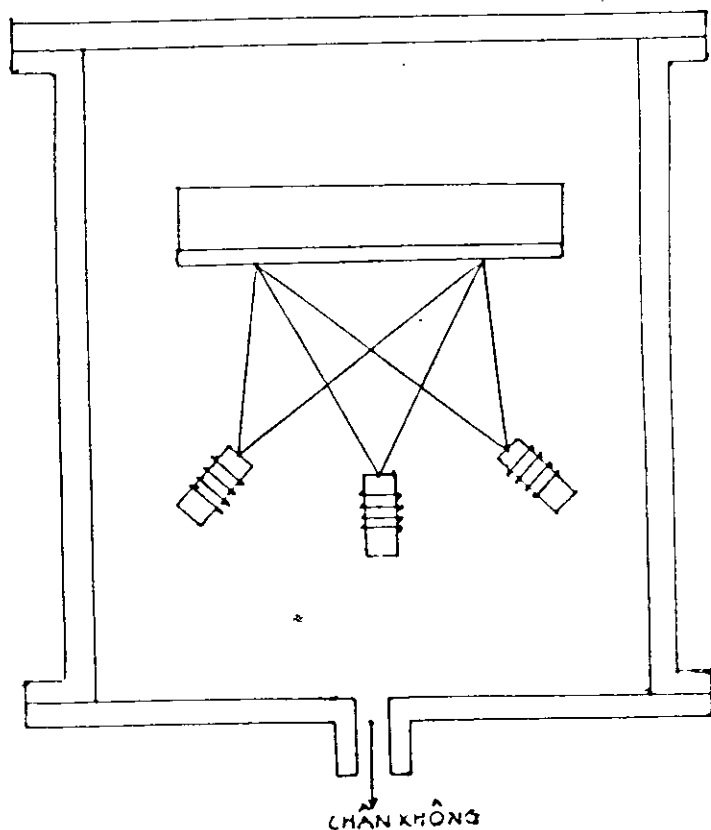
### 1. Công nghệ MBE

Khi chế tạo các màng mỏng kim loại hoặc bán dẫn, thường dùng phương pháp bốc bay trong chân không. Các vật liệu cần bốc bay được đặt trong các lò nhỏ bằng kim



Hình 4.26. Quá trình in điện dùng bản a - Se

loại hoặc gốm, hoặc thạch anh... có tính chịu nhiệt cao, xung quanh chúng là các nguồn nhiệt (sợi đốt, thanh đốt v.v...) trên chúng là các giá đỡ để hứng các chùm nguyên tử bốc hơi ngưng tụ lên thành màng mỏng.



Hình 4.27. Sơ đồ máy nuôi cấy bằng chùm phân tử MBE

Tất cả đặt trong bình hút chân không có áp suất rất thấp. Độ dày của màng mỏng được khống chế bằng thiết bị chuẩn (tự động hóa đóng mở màn chắn theo chu kỳ của các lớp).

Tuy nhiên phương pháp trên đây không dùng được để



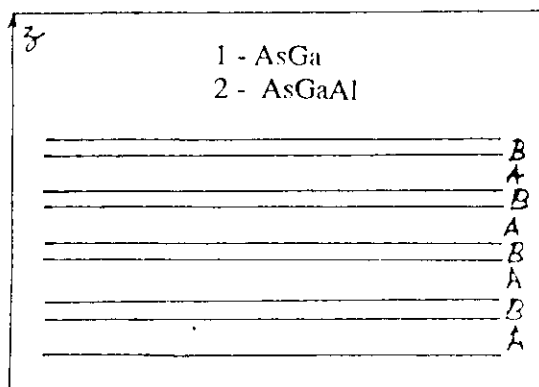
chế tạo SMBD, vì ở đây phải khống chế từng lớp nguyên tử và cấu trúc từng lớp là **tinh thể hai chiều**, ngoài ra độ sạch của siêu mạng phải là "độ sạch bán dẫn". Đáp ứng các yêu cầu đó thiết bị MBE đã ra đời; nguyên tắc hoạt động của MBE trình bày sơ bộ trên hình vẽ 4.27.

Các kỹ thuật chân không cao nhất được sử dụng để bảo đảm cấp chân không siêu cao trong buồng chân không (áp suất  $< 10^{-11}$  mmHg). Các tế bào Knudsen nung chảy các vật liệu siêu tinh khiết và chùm hơi nguyên tử các vật liệu đó phóng qua một lỗ nhỏ của tế bào về hướng **tinh thể giá đế** mà tại đó quá trình nuôi cấy (epitaxy) xảy ra. Chùm nguyên tử mật độ thấp và độ chân không cao sao cho **quãng đường tự do trung bình** của các nguyên tử vào cỡ kích thước của buồng chân không. Như vậy không có hiện tượng va chạm trong chất khí các nguyên tử và chúng bay thẳng từ nguồn đến giá đế theo "trạng thái chùm phân tử". Như vậy mới có điều kiện để kiểm soát quá trình nuôi cấy từng lớp nguyên tử một.

Đây là loại thiết bị rất phức tạp, đắt tiền và đòi hỏi kinh nghiệm sử dụng phải thật thành thạo mới đạt kết quả.

## 2. Siêu mạng bán dẫn tổ hợp và pha tạp

Các SMBD chế tạo bằng phương pháp MBE là các siêu mạng phẳng, gồm các lớp bán dẫn ở dạng màng mỏng với các hệ hạt dẫn (điện tử, lỗ) hai chiều (song song với giá đế epitaxy). Theo trục z vuông góc với mặt phẳng của SMBD có sự sắp xếp tuần hoàn các màng mỏng, tức là tạo ra một chu kỳ thứ hai (d) chồng lên chu kỳ mạng (a). Nếu hai màng mỏng liên tiếp là thuộc hai loại vật liệu khác nhau: một thuộc vật A và một thuộc vật B. Như vậy ta có các màng mỏng A, B có bề dày d xếp lần lượt lên nhau, d là một số nguyên lần của a. SMBD như vậy gọi là **siêu mạng**



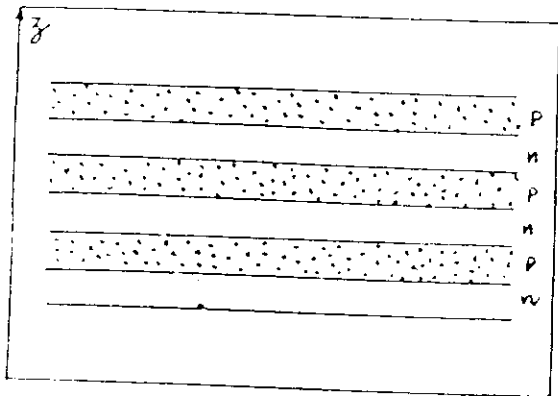
Hình 4.28. SMBD tổ hợp

**tổ hợp**, xem hình 4.28. Bề dày và chu kỳ của lớp A và B có thể khác nhau, miễn là ta có sự sắp xếp tuần hoàn ABABAB...

Loại SMBD thứ hai có thể chế tạo bằng phương pháp pha tạp lần lượt tạp chất A, tạp chất B vào cùng một vật liệu bán dẫn. Tạp chất A và B tạo ra các màng mỏng bán dẫn có tính chất khác nhau. Như vậy ta cũng có các lớp có cùng bề dày d chồng xếp lên nhau theo trật tự tuần hoàn ABAB.. và có SMBD gọi là **SMBD pha tạp** (hình vẽ 4.29).

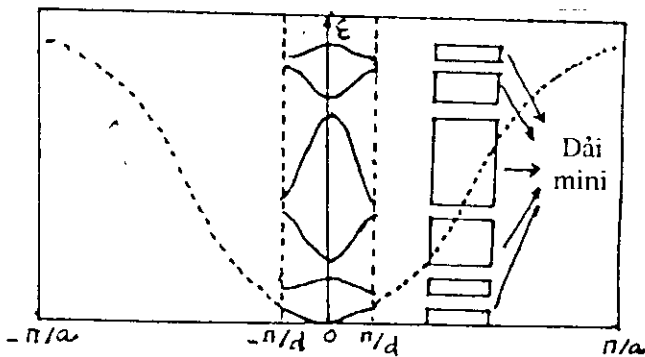
Theo chiều z vuông góc với mặt phẳng của SMBD có thể dùng mẫu một chiều để xem xét cấu trúc của dải năng lượng. Chu kỳ a của các lớp tinh thể tương ứng với dải năng lượng rộng với biên là  $\pm\pi/a$ , tương tự như với mẫu Kronig - Penney. Còn với chu kỳ d của siêu mạng thì lại tương ứng với các dải năng lượng có bề rộng nhỏ hơn và với biên là  $\pm\pi/d$ , như trên hình vẽ 4.30. Các dải năng lượng nhỏ ở trong dải chính còn gọi là dải mini.

Để cụ thể xét trường hợp SMBD tổ hợp gồm các lớp màng mỏng GaAs (lớp A) và lớp màng mỏng  $Ga_{1-x}Al_xAs$

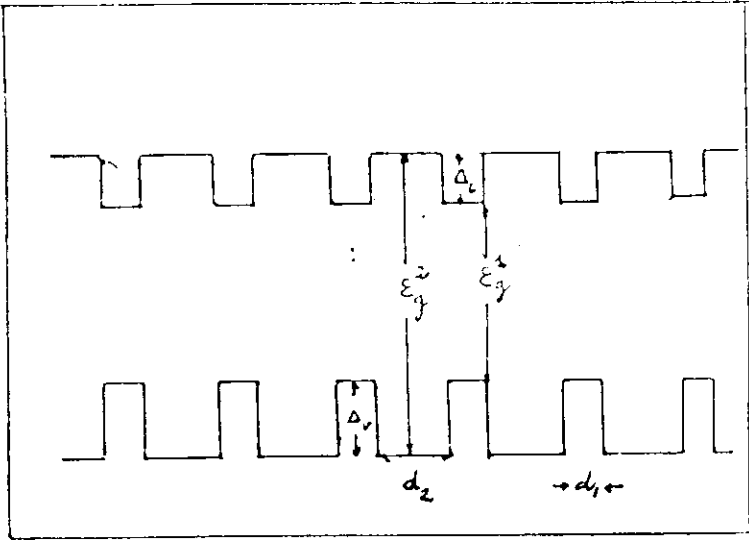


Hình 4.29. SMBD pha tạp

(lớp B) như trên hình vẽ 4.31. Bề dày của lớp A là  $d_1$ , của lớp B là  $d_2$ . Lớp A có độ sâu của hố thế dải dẫn là  $\Delta c = 138 \text{ meV}$ , còn độ sâu của hố thế dải hóa trị của lớp B là  $\Delta v = 162 \text{ meV}$  ( $\Delta = \Delta v + \Delta c = 300 \text{ meV} = \varepsilon_g^2 - \varepsilon_g^1$  trong đó  $\varepsilon_g^1$  và  $\varepsilon_g^2$  là bề rộng dải cấm của bán dẫn GaAs và  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  với  $x = 0,3$ ).



Hình 4.30. Sự hình thành các dải mini trong SM phẳng có chu kỳ  $d$  và chu kỳ tinh thể  $a$  ( $d \gg a$ )



Hình 4.31. Cấu trúc năng lượng của SMD GaAs - Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As

Phép tính thông thường cho ta mức năng lượng  $\varepsilon_{vj} = \varepsilon_{vj}(d_1)$  của điện tử trong dải dẫn mini thứ  $j$  trong lớp màng mỏng A (GaAs) có độ dày  $d_1$ , như sau:

$$\varepsilon_{vj}(d_1) \cong \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_c^1 d_1^2} (j+1)^2 \quad (4.21)$$

$$(j = 1, 2, 3...)$$

trong đó  $m_c^1$  là khối lượng hiệu dụng trong dải dẫn của lớp A (GaAs). Từ (4.21) thực nghiệm cho thấy  $\varepsilon_{vj} \approx 50meV$  với  $d_1 = 100\text{\AA}$ . Công thức (4.21) chỉ gần đúng và có giá trị khi  $\varepsilon_{vj}$  rất nhỏ hơn hiệu cực tiểu của các dải dẫn của lớp A và lớp B, nghĩa là  $\varepsilon_{vj} \ll \varepsilon_c^2 - \varepsilon_c^1 = \Delta c$  trong đó  $\varepsilon_c^2$  và  $\varepsilon_c^1$  là cực tiểu của dải dẫn của lớp B và lớp A. Vì các điện tử trong các lớp màng mỏng là khí điện tử 2 chiều và chiều  $z$  (rất nhỏ so với kích thước theo chiều  $x$  và  $y$ ) là chiều lượng tử hóa của chuyển động của điện tử; bởi vậy, thực ra phải xác định các

ức năng lượng trong dải mini ứng với chuyển động lượng tử hóa (chiều z), nghĩa là tính  $\varepsilon_{c_j}(k_z)$ . Nếu bỏ qua sự khác nhau không lớn của các khối lượng hiệu dụng của điện tử trong lớp A và lớp B ( $m_c^1 \approx m_c^2$ ) ta có biểu thức:

$$\varepsilon_{c_j}(d_1, k_z) = \varepsilon_{c_j}(d_1) - \Delta_{c_j}(d_2) \cos k_z d \quad (4.22)$$

trong đó, như đã nói ở trên,  $\varepsilon_{c_j}(d_1, k_z)$  là năng lượng của điện tử dải dẫn thuộc lớp A với vector sóng có thành phần theo chiều z là  $k_z$ ;  $\Delta_{c_j}(d_2)$  là bề rộng của dải mini phụ thuộc mạnh vào  $d_2$  và  $d = d_1 + d_2$ .

Như vậy từ (4.21) và (4.22) chúng ta thấy rằng thay đổi  $d_1$  và  $d_2$  ta có thể lựa chọn vị trí của các dải mini  $\varepsilon_{c_j}$  và bề rộng của dải  $|\Delta_{c_j}|$ . Chính vì vậy bằng kỹ thuật MBE đã tạo ra khả năng "thiết kế" các dải năng lượng theo ý muốn. Người ta gọi kỹ thuật đó là "thiết kế dải năng lượng" (zone ingeenering), mà trước đây thường chỉ nghiên cứu các dải năng lượng sẵn định ra bởi các vật liệu.

Các SMBD rất đa dạng, trên đây chỉ nêu lên một ví dụ đơn giản. Còn có thể tạo ra các SMBD với nhiều tính năng rất độc đáo.

Nhờ hiệu ứng lượng tử hóa theo chiều z, độ dẫn trong SMBD tăng cao làm giảm đáng kể thời gian đảo mạch, do đó chúng được ứng dụng để chế tạo các vi mạch tốc độ cao.

SMBD còn được dùng đặc biệt để chế tạo lade trong thông tin liên lạc vì kích thước nhỏ và hiệu suất cao, ví dụ dòng ngưỡng tối thiểu để phát lade của SMBD GaAs -  $\text{Ga}_{1-x}\text{AsAl}_x$  giảm xuống chỉ còn khoảng  $160\text{A}/\text{cm}^2$ .

Ngoài ra còn phát hiện các hiệu ứng như: **điện trở vi phân âm, quang hồi khổng lồ** v.v... làm cho SMBD trở thành vật liệu mới quan trọng.

### *Tài liệu tham khảo*

[1] N. F. Mott, E. A. Davis. Electronic processes in non crystalline materials, Clarendon Press, (1971).

[2] Vũ Đình Cự. Vật lý chất rắn, NXB Khoa học và Kỹ thuật, Hà Nội, 1997.

[3] Jerzy Zarzycki. Glasses and Amorphous materials. Material science and Technology, vol 9, 1991, p743-747.

[5] A. P. Silin. Poluprovodnikovyy sverkreschotki, Uspekhi Fizicheskich Nauk, T. 147, N.3, (1985).

## Chương V

# CHẤT RẮN DÙNG LÀM MÁY PHÁT LƯỢNG TỬ (MPLT)

Máy phát lượng tử là các thiết bị ngày nay được ứng dụng rất rộng rãi, không thể thay thế được trong nhiều lĩnh vực. MPLT dùng các hoạt chất ở nhiều thể (rắn, lỏng, khí); các chất rắn được sử dụng làm hoạt chất trong MPLT ngày càng nhiều, đặc biệt trong lĩnh vực thông tin sợi quang. Dưới đây xét các nguyên lý của MPLT dùng hoạt chất là chất rắn và một số ứng dụng quan trọng.

Vì các nguyên tử, ion gây ra hoạt tính của chất rắn thường phân bố không có trật tự trên một nền có thể là tinh thể hoặc chất rắn VĐH (thủy tinh), nên có thể ứng dụng kết quả các chương trên.

Máy phát lượng tử ở dải tần siêu cao thường gọi là máy phát sóng ngắn (chữ viết tắt tiếng Anh: MASER - Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

Máy phát lượng tử ở dải tần ánh sáng và cao hơn thường gọi là máy phát laser (chữ viết tắt tiếng Anh: LASER - Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

### I. LÝ THUYẾT EINSTEIN (ANHXTANH) VỀ PHÁT XẠ VÀ HẤP THỤ CỦA HỆ NGUYÊN TỬ

Xét một chất rắn gồm nhiều nguyên tử, gọi  $\Psi_n$  là trạng thái của điện tử thuộc nguyên tử ứng với mức năng lượng  $\epsilon_n$ . Khi không có tác dụng từ bên ngoài, nguyên tử ở trạng thái cơ bản. Điện tử của nguyên tử sẽ dời lên mức

kích thích khi có tác động từ bên ngoài (thí dụ bức xạ điện từ). Điện tử không tồn tại mãi ở trạng thái kích thích đó, mà chỉ sau thời gian đặc trưng  $\tau$  (gọi là **thời gian sống** ở mức kích thích) sẽ dời trở về trạng thái cơ bản một cách tự phát. Trong khi dời tự phát về trạng thái cơ bản, năng lượng được phát trả lại môi trường bằng các lượng tử bức xạ, bức xạ đó gọi là **bức xạ tự phát**. Bức xạ tự phát (BXTP) không có **tính đồng bộ** vì quá trình phát xạ tự phát mang tính ngẫu nhiên. Bức xạ phát ra từ các nguồn tự nhiên hoặc các nguồn thông thường (ánh sáng mặt trời, ánh sáng bóng đèn thông thường, bức xạ của các ăng ten phát sóng thông thường v.v...) đều là BXTP.

Khi nguyên tử ở trạng thái kích thích có thể làm cho trở về trạng thái cơ bản bằng cách tác dụng điện từ trường có tần số thích hợp. Khi đó nguyên tử phát ra bức xạ gọi là **bức xạ cảm ứng** (BXCƯ). BXCƯ có cùng tần số, phương truyền, phương phân cực của bức xạ gây ra cảm ứng. Pha của BXCƯ có liên kết chặt chẽ với pha của bức xạ gây cảm ứng. Do tính chất trên BXCƯ luôn có tính đồng bộ. Tính đồng bộ là một tính chất đặc thù của BXCƯ làm cho các MPLT phát ra BXCƯ có ý nghĩa quan trọng trong ứng dụng kỹ thuật và công nghệ.

Để nghiên cứu nguyên lý MPLT, xét tương tác của hệ nguyên tử trong chất rắn với bức xạ điện từ. Giả thiết có thể bỏ qua tương tác của các nguyên tử và mỗi nguyên tử có 2 trạng thái điện tử ứng với hai mức  $\varepsilon_1$  và  $\varepsilon_2$  ( $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ ).

Hệ nguyên tử và bức xạ điện từ tồn tại ở trạng thái cân bằng nhiệt động. Bức xạ điện từ có tần số  $\nu_0 = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{h}$  và mật độ phổ  $\rho_0$  tương ứng với tần số  $\nu_0$  cho bởi công thức



$$\rho_o = \frac{8\pi h\nu_o^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu_o}{k_B T}\right) - 1} \quad (5.1)$$

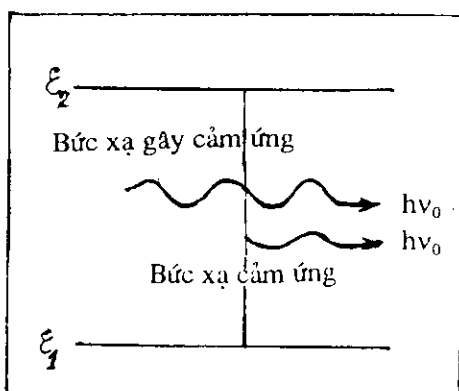
Gọi  $A_{21}$  và  $B_{21}$  là xác suất dời mức tự phát và dời mức cảm ứng từ mức 2 xuống mức 1, xem hình vẽ 5.1. Trong khoảng thời gian từ  $t$  đến  $t + dt$  số nguyên tử có trạng thái dời từ mức 2 xuống mức 1 sẽ bằng  $dz_{21}$ , cho bởi biểu thức:

$$dz_{21} = (A_{21} + B_{21}\rho_o)N_2 dt \quad (5.2)$$

trong đó  $N_2$  là mật độ nguyên tử ở trạng thái kích thích (mức 2) lúc  $t$ . Cũng trong khoảng thời gian trên số nguyên tử dời từ trạng thái 1 lên trạng thái 2 bằng  $dz_{12}$  cho bởi biểu thức:

$$dz_{12} = B_{12}\rho_o N_1 dt \quad (5.3)$$

trong đó  $B_{12}$  là xác suất dời mức từ mức 1 lên mức 2,  $N_1$  là mật độ nguyên tử ở trạng thái 1 lúc  $t$ .



Hình 5.1. Dời mức cảm ứng và phát xạ cảm ứng

Khi cân bằng nhiệt động được thiết lập ổn định thì  $dz_{21} = dz_{12}$ , do đó

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} \rho_o}{A_{21} + B_{21} \rho_o} \quad (5.4)$$

Trong điều kiện có cân bằng nhiệt động các nguyên tử phân bố trên các mức theo **phân bố Boltzmann** nghĩa là

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{k_B T}\right) \quad (5.5)$$

trong đó  $g_1, g_2$  là trong số thống kê của mức 1 và mức 2. So sánh (5.4) và (5.5) ta được

$$\rho_o = \frac{A_{21}}{B_{12} \frac{g_1}{g_2} \exp\left(\frac{h\nu_o}{k_B T}\right) - B_{21}} \quad (5.6)$$

Từ (5.6) có thể xác định quan hệ giữa  $B_{21}$  và  $B_{12}$  bằng điều kiện giới hạn, tức là khi nhiệt độ tăng lên rất cao thì mật độ năng lượng của phổ bức xạ cũng tăng lên rất cao. Như vậy từ (5.6) suy ra

$$g_2 B_{21} = g_1 B_{12} \quad (5.7)$$

Thay (5.7) vào (5.6) ta được

$$\rho_o = \frac{A_{21}}{\frac{g_1}{g_2} B_{12} \exp\left(\frac{h\nu_o}{k_B T}\right) - 1} \quad (5.8)$$

So sánh (5.8) với (5.1) ta thu được các biểu thức:

$$B_{21} = \frac{c^3}{8\pi h \nu_o^3} A_{21} \quad (5.9)$$

$$B_{12} = \frac{c^3}{8\pi h \nu_o^3} \frac{g_2}{g_1} A_{21} \quad (5.9)'$$

Các hệ số  $B_{21}, B_{12}$  gọi là các **hệ số Einstein**. Trong trường hợp điện từ trường ngoài tác động lên hệ không phải

là bức xạ đơn sắc thì ngoài thành phần có tần số  $\nu_0$ , các thành phần có tần số khác cũng có thể gây dời mức từ mức 1 lên mức 2. Gọi  $W_{12}$  là **xác suất hấp thụ toàn phần**, xác định bởi biểu thức

$$W_{12} = \int_0^{\infty} \sigma_{12}(\nu) J(\nu) d(\nu) \quad (5.10)$$

trong đó  $\sigma_{12}(\nu)$  là tiết diện hấp thụ photon có năng lượng  $h\nu$  của nguyên tử để dời từ mức 1 lên mức 2;  $J(\nu)$  là thông lượng photon có năng lượng  $h\nu$  (tính cho 1 đơn vị diện tích vuông góc với phương truyền của chùm bức xạ).

$$J(\nu) = \frac{c\rho(\nu)}{h\nu}$$

trong đó  $\rho(\nu)$  là mật độ phổ năng lượng của bức xạ ứng với tần số  $\nu$ . Xác suất hấp thụ toàn phần  $W_{12}$  và hệ số Einstein  $B_{12}$  có quan hệ

$$W_{12} = B_{12}\rho_0 \quad (5.11)$$

Việc xác định cụ thể các hệ số Einstein theo các thông số của hệ, phải xác định bằng lý thuyết vi mô của cơ chế dời mức, mà chúng ta không thực hiện ở đây quá sâu về lý thuyết, có thể tìm thấy ở các sách chuyên khảo về cơ học lượng tử hoặc thống kê lượng tử.

## II. LÝ THUYẾT VỀ HẤP THỤ VÀ BỨC XẠ CẢM ỨNG

Muốn xây dựng lý thuyết về hấp thụ và bức xạ cảm ứng một cách chính xác phải dùng **lý thuyết trường lượng tử**. Để cho đơn giản và cũng đủ cho việc ứng dụng, ở đây dùng các kết quả của cơ học lượng tử cho hệ nguyên tử và trường điện từ được diễn tả bằng hệ phương trình cổ điển tức là các phương trình Maxwell. Cũng giả thiết rằng có thể bỏ qua tương tác giữa các nguyên tử trong chất rắn.

Các trạng thái của nguyên tử khi chưa có điện từ trường ngoài tác động được diễn tả bằng các hàm sóng  $\Psi_i'$ , khi có điện từ trường tác động là  $\Psi_f'$ .

Điện từ trường ngoài tác động được mô tả bằng thế vectơ  $\vec{A}(\vec{r}, t)$  như sau:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{A}_o \exp[i(\mathbf{k}\vec{r} - \omega t)] + A_o^* \exp[-i(\mathbf{k}\vec{r} - \omega t)] \quad (5.12)$$

Vì tính chất của thế vectơ,  $\text{div}\vec{A} = 0$ , phần nhiễu loạn trong hàm năng lượng Hamiltonian của hệ sẽ là

$$H' = -\frac{e}{m} \vec{A}\vec{P} \quad (5.13)$$

trong đó  $\vec{P}$  là toán tử xung của điện tử. Ở đây cũng giả thiết rằng chỉ có một điện tử lớp vỏ ngoài của nguyên tử chịu tác động của bức xạ.

Áp dụng phương pháp nhiễu loạn phụ thuộc tuần hoàn vào thời gian ta được:

$$W_{mn} = \frac{2\pi}{\hbar^2} |H'_{mn}|^2 \delta(|\omega_{mn}| - \omega) \quad (5.14)$$

trong đó  $W_{mn}$  là xác suất toàn phần chuyển dời giữa mức  $m$  và  $n$ ;  $H'_{mn}$  là **phần tử ma trận** của  $H'$  trong **biểu diễn**  $\Psi_i'$ .

$$|H'_{mn}|^2 = \left(\frac{e}{m}\right)^2 A_o^2 \left| \left[ \exp(\pm i\mathbf{k}\vec{r}) \vec{P}(\vec{A}_o) \right]_{mn} \right|^2 \quad (5.15)$$

với  $\vec{P}(\vec{A}_o)$  là hình chiếu của toán tử xung  $\vec{P}$  lên trên vectơ  $\vec{A}_o$ , còn  $\omega_{mn} = \frac{(\epsilon_m - \epsilon_n)}{\hbar}$

Khi dùng vectơ thông lượng năng lượng Umov - Pointing  $\vec{S}$  có thể thay  $A_o^2$  như sau:

$$A_o^2 = \frac{\mu_o c}{2\omega} |\vec{S}| \quad (5.16)$$

Thay (5.16), (5.15) vào (5.14) ta được:

$$W_{mn} = \left(\frac{e}{\hbar m}\right)^2 \frac{\pi c \mu_o}{\omega^2} |\vec{S}| \left| \left[ \exp(\pm i k \vec{r}) \cdot \vec{P}(\vec{A}_o) \right]_{mn} \right|^2 \delta(|\omega_{mn}| - \omega) \quad (5.17)$$

$$= \sigma_{mn}(\omega) J(\omega)$$

Từ (5.17) và (5.10) có thể xác định tiết diện hấp thụ

$$\sigma_{mn} = \frac{W_{mn}}{J} = \left(\frac{e}{\hbar m}\right)^2 \frac{|\vec{S}|}{J} \left| \left[ \exp(\pm i k \vec{r}) \cdot \vec{P}(\vec{A}_o) \right]_{mn} \right|^2 \delta(|\omega_{mn}| - \omega) \quad (5.18)$$

Nếu bức xạ điện từ không tuyệt đối đơn sắc mà có một bề rộng phổ nhất định, xác suất chuyển dời toàn phần trở thành

$$W_{mn} = \left(\frac{e}{\hbar m}\right)^2 \left| \exp(\pm i k \vec{r}) \cdot \vec{P}(\vec{A}_o) \right|^2 \frac{\pi c \mu_o}{\omega_{mn}^2} |\vec{S}(\omega_{mn})| \quad (5.19)$$

Trong phạm vi nguyên tử  $k\vec{r} \ll 1$  cho nên  $\exp(\pm i k \vec{r}) \approx 1$ . Mặt khác gọi  $\theta$  là góc giữa  $\vec{P}$  và  $\vec{A}_o$ , sẽ tìm được  $(\vec{P}(\vec{A}_o))_{mn}$  dưới dạng

$$\begin{aligned} (\vec{P}(\vec{A}_o))_{mn} &= (\vec{P})_{mn} \cos\theta = m(\vec{v})_{mn} \cos\theta \\ &= m(\vec{r})_{mn} \cos\theta = m(i\omega_{mn})(\vec{r})_{mn} \cos\theta \end{aligned}$$

Sau khi lấy trung bình của bình phương môđun cho mọi phương ta có

$$\left| (\vec{P}(\vec{A}_o))_{mn} \right|^2 = \frac{1}{3} m^2 \omega_{mn}^2 |\vec{r})_{mn}|^2 \quad (5.20)$$

Khi thay (5.20) vào (5.19) biểu thức của  $W_{mn}$  trở thành

$$W_{mn} = \left(\frac{e}{m\hbar}\right)^2 \frac{1}{3} \pi c \mu_o \vec{S}(\omega_{mn}) |\vec{r})_{mn}|^2 \quad (5.21)$$

Vì  $|\vec{S}(\omega_{mn})| = c\rho_o / 2\pi$  nên (5.21) có dạng

$$W_{mn} = \left(\frac{e}{m\hbar}\right)^2 \frac{1}{6} c^2 \mu_o \rho_o \left|(\vec{r})_{mn}\right|^2 \quad (5.22)$$

So sánh (5.22) với (5.11) thu được biểu thức của  $B_{mn}$

$$B_{mn} = \frac{1}{6} \left(\frac{e}{\hbar m}\right)^2 c^2 \mu_o \left|(\vec{r})_{mn}\right|^2 \quad (5.23)$$

Để tìm biểu thức của  $A_{mn}$  ta coi quá trình phát xạ tự phát như là quá trình bức xạ của những cực điện. Áp dụng lý thuyết phát xạ của lưỡng cực Hertz, năng lượng toàn phần phát ra trong một đơn vị thời gian  $I$  tính bằng.

$$I = \frac{e^2}{12\pi \epsilon_o c^3} \omega^4 \left|(\vec{r})_{mn}\right|^2$$

Nhưng vì  $A_{mn} \hbar \omega_{mn} = I$ , nên ta có biểu thức

$$A_{mn} = \frac{e^2 \omega_{mn}^3}{12\pi \epsilon_o \hbar c^3} \left|(\vec{r})_{mn}\right|^2 \quad (5.25)$$

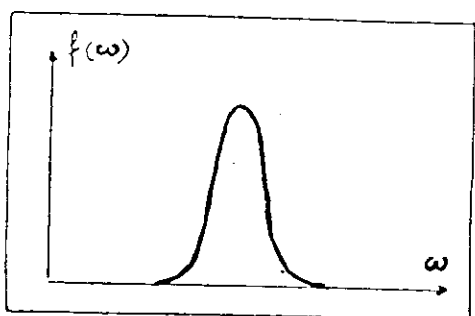
Thời gian sống  $\tau$  ở mức trên (mức  $m$ ) chính là nghiệm đảo của xác suất  $A_{mn}$

$$\tau = \frac{1}{A_{mn}} = \frac{12\pi \epsilon_o \hbar c^3}{e^2 \omega_{mn}^3 \left|(\vec{r})_{mn}\right|^2}$$

Cho tới đây vẫn coi vạch phổ của bức xạ phát ra do chuyển dời  $m \rightarrow n$  là tuyệt đối đơn sắc, nghĩa là cho rằng các mức  $m$  và  $n$  là không có bề rộng. Thực ra theo nguyên lý bất động Heiseberg, các mức đó đều có bề rộng nào đó. Ngoài ra có thể do hiệu ứng Doppler gây ra bởi dao động nhiệt của các nguyên tử nên tần số của bức xạ phát ra do dời mức có giá trị phân bố trong một dải hẹp. Trong trường hợp thông thường vạch của bức xạ phát ra có dạng vạch phổ Lorentz.

$$f(\omega) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (5.26)$$

trong đó  $\omega_0$  là tần số trung tâm vạch,  $\Gamma$  là bề rộng của vạch (hình 5.2). Phân bố  $f(\omega)$  thỏa mãn điều kiện chuẩn  $\int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega) d\omega = 1$ . Vì vạch phổ ứng với chuyển dời  $m \rightarrow n$  có bề rộng xác định, nên các đại lượng liên quan đến xác suất chuyển dời  $m \rightarrow n$  cũng phụ thuộc vào bề rộng đó.



Hình 5.2. Phân bố của vạch phổ Lorentz

Tiết diện hấp thụ  $\sigma$  ứng với tần số  $\omega$  của bức xạ điện từ tác động trở thành

$$\sigma(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{mn} f(\omega_{mn}) d\omega_{mn} \quad (5.27)$$

Thay (5.26), (5.17) vào (5.27) và chú ý rằng  $|\vec{S}| = J\hbar\omega$  sẽ thu được biểu thức sau:

$$\sigma(\omega) = \frac{\pi e^2 c \mu_0}{3\hbar} \omega \frac{(\Gamma/2\pi)}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} |\langle \vec{r} \rangle_{mn}|^2 \quad (5.28)$$

Thay  $\omega = 2\pi\nu$  và đặt  $\Delta\nu = \Gamma/4\pi$ , biểu thức (5.28) trở thành:

$$(\omega) = \frac{c^2}{4\pi \nu^2 \tau} \frac{1}{2\pi} \frac{4\nu}{(\nu - \nu_0)^2 + \frac{\Delta\nu^2}{4}} = \frac{c^2}{4\pi \nu^2 \tau} f(\nu) \quad (5.28)'$$

Nếu bề rộng của phổ điện từ trường tác động nhỏ hơn hẳn bề rộng của vạch phổ tương ứng với chuyển dời của nguyên tử thì (5.10) vẫn được áp dụng, trong đó  $\sigma(\nu)$  cho bởi (5.28)'.

### III. NGUYÊN LÝ HOẠT ĐỘNG CỦA MÁY PHÁT LƯỢNG TỬ

Điều kiện cơ bản để một hệ hoạt chất có thể trở thành MPLT là hệ phải có khả năng khuếch đại được bức xạ điện từ nhờ các chuyển dời lượng tử xảy ra trong mỗi nguyên tử của hoạt chất.

Dưới đây xem xét điều kiện này. Để đơn giản cũng giả thiết rằng hệ làm việc dựa trên các chuyển dời giữa mức 1 và 2 ( $\epsilon_1, \epsilon_2$ ) ứng với tần số  $\omega$  của các nguyên tử. Giả sử mật độ nguyên tử ở mức 1 và mức 2 là  $N_1$  và  $N_2$ . Số chuyển dời cảm ứng gây ra bức xạ cảm ứng tính trong một đơn vị thể tích và trong một đơn vị thời gian sẽ bằng

$$W_{21}N_2 = \sigma_{21}JN_2$$

Số chuyển dời hấp thụ đưa nguyên tử từ mức 1 lên mức 2 trong một đơn vị thể tích và một đơn vị thời gian bằng

$$W_{12}N_1 = \sigma_{12}JN_1$$

Vậy biến thiên cường độ của dòng photon khi đi qua 1 khoảng cách  $dx$  trong hoạt chất sẽ là:

$$dJ = (\sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}N_1)Jdx = \sigma_{21}J \left( N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1} \right) dx \quad (5.29)$$



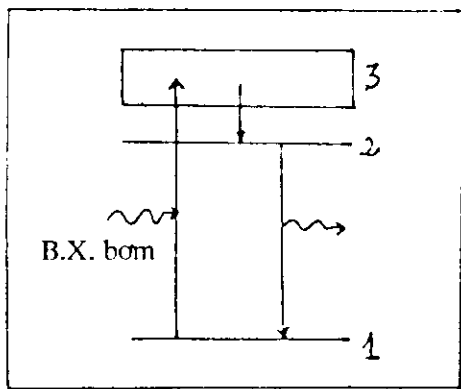
$$\text{Đại lượng} \quad \Delta = N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1} \quad (5.30)$$

có một ý nghĩa đặc biệt. Thực vậy, với một hệ thông thường thì N tuân theo phân bố Boltzmarin nghĩa là  $\Delta < 0$ , do đó không thể có tính khuếch đại. Muốn hệ có tính khuếch đại thì  $\Delta > 0$ , tức là  $N_2 g_1 > N_1 g_2$  và ta nói rằng hệ có **ngịch đảo mật độ**, và do đó gọi  $\Delta$  ( $\Delta > 0$ ) là nghịch đảo mật độ. Hệ số khuếch đại  $\alpha = \frac{1}{J} \frac{dJ}{dx}$  liên hệ với nghịch đảo mật độ như sau:

$$= \frac{1}{J} \frac{dJ}{dx} = \sigma_{21} \Delta = \Delta \frac{c^2}{4\pi \nu^2 \tau} f(\nu) \quad (5.31)$$

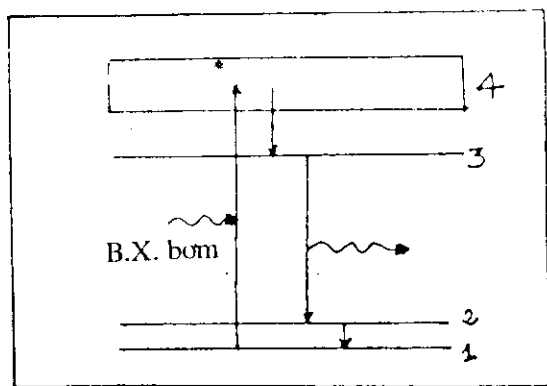
Những hệ có nghịch đảo mật độ (NĐMD) là những hệ nhiệt động không cân bằng đặc biệt. Người ta thấy nếu vẫn dùng phân bố Boltzmann thì ở các hệ đó nhiệt độ tuyệt đối T phải có giá trị âm.

Như vậy điều kiện cơ bản đầu tiên của hệ hoạt chất có thể dùng làm MPLT là hệ có thể có NĐMD khi bị kích thích.



Hình 5.3. Sơ đồ bơm quang học ba mức

Trong các MPLT ánh sáng (lade), để tạo NĐMĐ thường dùng phương pháp **bơm quang học** với sơ đồ 3 mức như ở hình vẽ 5.3. Nhờ một nguồn bức xạ có phổ đủ rộng kích thích các nguyên tử hoạt chất từ mức cơ bản 1 lên dải liên tục 3 (tạo thành dải này trong chất rắn). Sau đó xảy ra quá trình chuyển dời tự phát 3 xuống mức 2. Mức 2 thường là mức siêu bền (thời gian sống ở mức này đủ lớn, tức là  $\tau_{2,1}$  đủ lớn), do đó tạo được nghịch đảo mật độ giữa mức 2 và mức 1 ( $\Delta > 0$ ). Sơ đồ hoạt động 3 mức trên đây có nhược điểm là các nguyên tử sau khi đã phát xạ cảm ứng đều đọng lại ở mức 1. Bởi vậy để tạo được  $\Delta > 0$  giữa mức 1 và 2 thì phải dùng nguồn bơm quang học đủ mạnh và hiệu suất thấp. Do đó dẫn đến sơ đồ làm việc 4 mức (hình 5.4). Ở đây mức cơ bản 0 thấp hơn mức 1 và chuyển dời cảm ứng xảy ra giữa mức 2 và 1. Các nguyên tử sau khi đã phát xạ cảm ứng không đọng lại ở mức 1 mà dời về mức cơ bản 0, nên để thực hiện nghịch đảo mật độ giữa mức 2 và 1 hơn, hiệu quả cao hơn.



Hình 5.4. Sơ đồ hoạt động 4 mức

Khi hoạt chất đã có tính khuếch đại bức xạ điện từ, vẫn chưa đủ điều kiện để thực hiện MPLT. Còn phải tạo

điều kiện sao cho chế độ phát xạ được duy trì, nghĩa là các bức xạ cảm ứng có thể bù lại mọi loại tổn hao của hệ và còn dư để phát ra chùm tia BXCƯ.

Điều kiện cơ bản thứ hai để thực hiện MPLT là phải có một buồng cộng hưởng có **hệ số phẩm chất** cao trong đó đặt hoạt chất. Các MPLT vi ba (MASER - Made) dùng các buồng cộng hưởng viba. Các MPLT ánh sáng (LASER - Lade) dùng các hệ thống gương, có thể là hệ gương ngoài và cũng có thể là hệ thống gương tạo ra ngay trên mặt hoạt chất.

#### IV. MPLT MADE

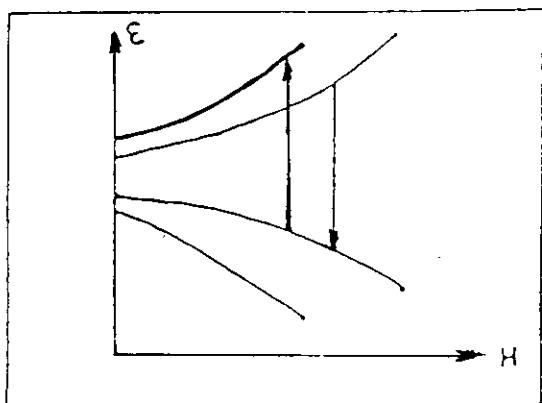
Đó là những máy khuếch đại lượng tử sóng vi ba có tần số từ vài GHz đến vài chục GHz Made đầu tiên được chế tạo bởi Basov, Prokhorov (Nga) và Townes (Mỹ) - giải Nobel - dùng khí  $\text{NH}_3$  làm hoạt chất. Về sau các made chất rắn được nghiên cứu chế tạo và sử dụng rộng rãi.

Trong tinh thể điện môi (nghịch từ) pha các tạp chất là các ion có momen từ như  $\text{Fe}^{3+}$ ,  $\text{Mn}^{2+}$ ,  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Ni}^{3+}$ ,  $\text{Gd}^{3+}$  ... thì những tinh thể pha tạp này trở thành thuận từ. Vì các tạp chất đóng vai trò chính của hoạt chất, lại phân bố hỗn loạn nên vai trò của tinh thể (tính tuần hoàn) không có ý nghĩa quan trọng nào. Hàm lượng tạp chất thường rất nhỏ nên có thể bỏ qua sự tương tác giữa các nguyên tử tạp chất cũng như giữa spin của chúng.

Các mômen từ của các nguyên tử tạp chất ở trạng thái tự do sẽ có mức suy biến  $2J + 1$ , với  $J$  là số lượng tử của momen từ tổng cộng của các ion tạp chất (ion thuận từ). Có thể trường tinh thể làm cho độ suy biến ( $2J + 1$ ) trên đây bị giảm đi. Nếu lại đặt tinh thể pha tạp nói trên vào trong một từ trường đủ mạnh thì phân suy biến còn lại cũng bị phân giải và thể hiện bằng cách tách một mức năng lượng ban

đầu thành một số mức xác định (tùy theo độ suy biến của mức khi chưa tác dụng từ trường). Sự tách mức càng lớn khi từ trường tác dụng càng lớn.

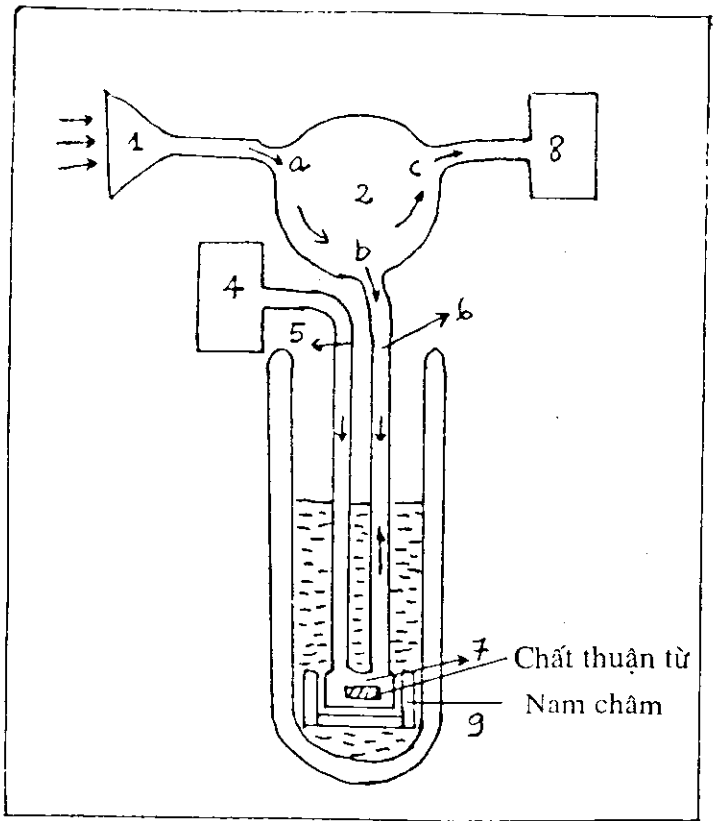
Thí dụ trong tinh thể hồng ngọc ( $\text{Al}_2\text{O}_3$  pha tạp ion  $\text{Cr}^{3+}$ ), khi đặt trong từ trường có sự tách mức trình bày trên hình 5.5.



Hình 5.5. Sự tách mức trong từ trường

Tần số làm việc phụ thuộc vào khoảng cách giữa các mức năng lượng. Ở đây khoảng cách này lại phụ thuộc cường độ từ trường tác động, nên có thể thay đổi liên tục tần số làm việc của Mede bằng cách thay đổi liên tục cường độ từ trường tác động. Đó là một ưu điểm quan trọng của made dùng hoạt chất là tinh thể pha tạp ion thuận từ gọi là **made thuận từ**.

Trong Made quá trình bơm cũng thực hiện bằng trường điện từ viba. Do đó các buồng cộng hưởng của made vừa phải thích ứng với tần số của vi ba dùng để bơm vừa phải thích ứng với tần số của vi ba hoạt động. Sơ đồ của một buồng cộng hưởng như vậy trình bày trên hình 5.6.



Hình 5.6. Sơ đồ made dùng một buồng cộng hưởng

Bức xạ bơm được phát từ nguồn (4) qua ống dẫn sóng (5) vào buồng cộng hưởng (7), trong đó có đặt **tinh thể thuận từ**. Từ trường tác động do nam châm vĩnh cửu (9) gây ra. Tín hiệu thu từ ăng - ten (1) cần khuếch đại đi qua xiculator (2), theo ống dẫn sóng (6) vào buồng cộng hưởng, rồi vào máy thu (8) sau khi được khuếch đại. Xiculator là một dụng cụ có đặc tính là chỉ cho sóng điện từ trong nó đi theo một trật tự nhất định, ví dụ như trên hình vẽ 5.6: bức

xạ vào từ cửa a sẽ đi ra cửa b; đi vào từ cửa b sẽ đi ra cửa c v.v...

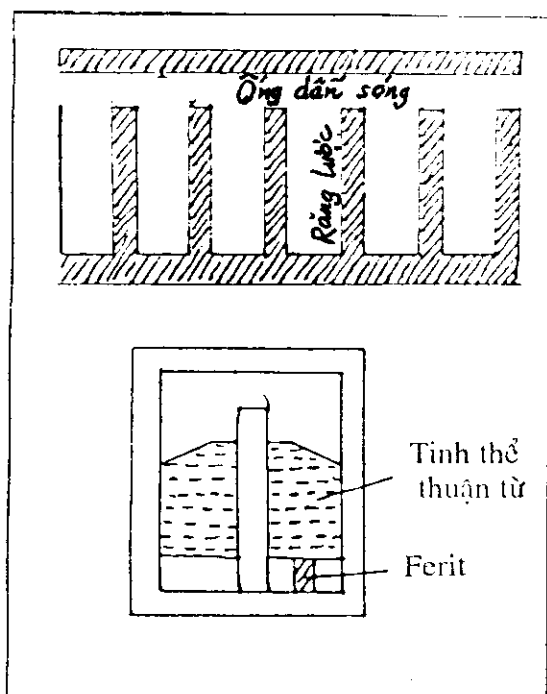
Trong tinh thể thuận từ dùng làm hoạt chất có thể xảy ra đời mức tự phát do tương tác của iôn thuận từ với các phonôn. Quá trình này làm giảm hiệu suất của quá trình bơm, cho nên made thường phải đặt trong môi trường nhiệt độ rất thấp để giảm mật độ phonôn. Nhiệt độ làm việc của tinh thể thuận từ thường có giá trị vài độ K, nghĩa là buồng cộng hưởng phải nhúng trong heli lỏng. Đây cũng là một nhược điểm của made. Tuy nhiên kỹ thuật hiện đại về nhiệt độ thấp hiện nay cho phép thực hiện một hệ làm lạnh liên hoàn đủ cung cấp heli lỏng cho made mà không đòi hỏi các điều kiện quá phức tạp.

Made một buồng cộng hưởng có nhược điểm là dải tần làm việc rất hẹp. Thực vậy, với một buồng cộng hưởng, tín hiệu cần khuếch đại phải ở lại lâu trong đó mới được khuếch đại đáng kể. Nhưng như vậy dải tần cho phép lại thu hẹp lại. Thực vậy

$$K_0 \Delta v \approx 2 \frac{\alpha}{\pi} c \quad (5.32)$$

trong đó  $K_0$  là hệ số khuếch đại của made,  $\alpha$  là hệ số khuếch đại của hoạt chất và  $\Delta v$  là dải tần cho phép. Thí dụ  $\alpha \approx 1/100\lambda$ , để có  $K_0 = 10$  thì  $\Delta v / v_0 \approx 0,2\%$ .

Để mở rộng dải tần cho phép mà nhiều ứng dụng thực tế đòi hỏi, người ta thay đổi buồng như sau: trong buồng cộng hưởng đặt một dãy thanh kim loại hình răng lược (xem hình vẽ 5.7) ở trong thanh hoạt chất thuận từ. Bức xạ bơm truyền qua ống dẫn sóng có tiết diện hình chữ nhật có kích thước ứng với điều kiện cộng hưởng và chứa răng lược kim loại. Tín hiệu cần khuếch đại có tần số thấp hơn cũng có thể truyền qua ống dẫn sóng này nhờ hệ răng lược. Như



Hình 5.7. Buồng cộng hưởng sóng chạy

vậy trong buồng cộng hưởng này có thể truyền qua được cả hai loại bức xạ điện từ có tần số khác nhau, dải tần cho qua của bức xạ cần khuếch đại được mở rộng. Hoạt động của mode ở đây dùng **sóng chạy**, tránh sự hình thành **sóng đứng**, gây ra bởi sự phản xạ theo chiều ngược lại. Muốn vậy dùng các viên pherit ytri đặt dưới tinh thể thuận từ, gần chân các răng lược mà ở đó tập trung từ trường của tín hiệu cần khuếch đại. Các viên tinh thể pherit ytri, do hiệu ứng Faraday chỉ có sóng điện từ phân cực đi theo một chiều (chiều ngược lại sóng bị hấp thụ mạnh). Với buồng cộng hưởng như vậy có thể đạt được  $K_0 \approx 100$  với tinh thể thuận từ dài cỡ 10 cm.

Ưu việt quan trọng nhất của made là mức ồn bản thân rất thấp. Trước hết bức xạ được khuếch đại nhờ **chuyển dời lượng tử** giữa các mức năng lượng của iôn thuận từ với số iôn từ tính ở trong tinh thể và tham gia vào quá trình là không thay đổi ngẫu nhiên. Trong khi đó ở các máy khuếch đại thông thường thì số hạt dẫn tham gia vào quá trình lại thăng giáng ngẫu nhiên và ngay năng lượng của các hạt dẫn cũng thay đổi. Ngoài ra mức **ôn nhiệt** của made cũng rất thấp vì làm việc ở nhiệt độ rất thấp.

Có thể thấy mức ồn trong một khuếch đại hoàn hảo cho bởi biểu thức

$$P_n = K_o \Delta v \left[ \left( \frac{h\nu_o}{e^{h\nu_o/k_n T} - 1} \right) + h\nu_o \right] \quad (5.33)$$

trong đó  $P_n$  là công suất của tiếng ồn. Số hạng thứ nhất trong ngoặc vuông của (5.33) là do **ôn nhiệt**, còn số hạng thứ hai là do nguyên lý bất định của hệ lượng tử. Với made thường dùng nhiệt độ đặc trưng  $T_m$  để chỉ mức ồn, nghĩa là mức ồn tổng cộng sẽ tương đương với mức ồn nhiệt ở nhiệt độ  $T_m$ . Ví dụ made hồng ngọc làm việc ở tần số 4170 MHz, dải tần 25 MHz và  $K_o = 630$  (28db) thì  $T_m \approx$  vài độ K. Ở các máy khuếch đại thông thường  $T_m$  thường có giá trị vài trăm K.

Các made chỉ có  $K_o$  lớn với các tín hiệu nhỏ. Khi tín hiệu cần khuếch đại có biên độ lớn thì  $K_o$  sẽ giảm xuống, vì khi đó  $\Delta$  giảm xuống, thậm chí có thể triệt tiêu do hiệu ứng bão hòa làm san bằng mật độ của hai mức làm việc cơ bản.

Những made, chế tạo đầu tiên, làm việc bằng hoạt chất là khí  $H_3N$  có tần số rất xác định, nghĩa là bức xạ rất đơn sắc. Bởi vậy chúng thường được dùng làm chuẩn thời gian, gọi là **đồng hồ phân tử** (độ ổn định  $\pm 1$  sec trong khoảng vài nghìn năm).



Các made dùng chất rắn thuận từ, vì những đặc tính đã nêu ở trên, thường được sử dụng chủ yếu trong các lĩnh vực **vô tuyến thiên văn**, vô tuyến định vị các vật thể vũ trụ v.v... Dải sóng làm việc ở đây thường từ cm đến m, tránh được nhiễu do bức xạ điện từ của mặt đất, khí quyển và vũ trụ. Nhờ made có thể nghiên cứu thuận lợi các nguồn phát sóng điện từ của các vật thể từ vũ trụ. Nhờ đó đã phát minh được những sự kiện khoa học có ý nghĩa lớn lao của thế kỷ này như **cáo sao xung (punxa)** hoặc **bức xạ tàn dư của vụ nổ lớn (big bang)**.

Made cũng rất quan trọng để xây dựng các trạm mặt đất trong **viễn thông vệ tinh** và trong **viễn thám**.

Điều rất lạ kỳ là trong vũ trụ cũng phát hiện thấy trong một số điều kiện nhất định có thể hình thành các hệ hạt có hoạt động made, đó là các **made tự nhiên** với vạch phổ ứng với vạch phổ đặc trưng của các phân tử  $H_2O$  và gốc OH.

## V. MPLT LADE

Lade ngày nay đã được chế tạo hàng loạt, sử dụng rất rộng rãi trong nhiều lĩnh vực kinh tế - xã hội. Các hoạt chất có khả năng phát chùm tia lade rất đa dạng: chất khí (heli - nêon,  $CO_2$ ...), chất lỏng (dung dịch hóa chất) và chất rắn (tinh thể điện môi, bán dẫn, thủy tinh). Trong cuốn sách này chỉ nói đến các lade mà hoạt chất là chất rắn (tinh thể, vô định hình).

### 1. Tinh thể hoạt chất lade (điện môi)

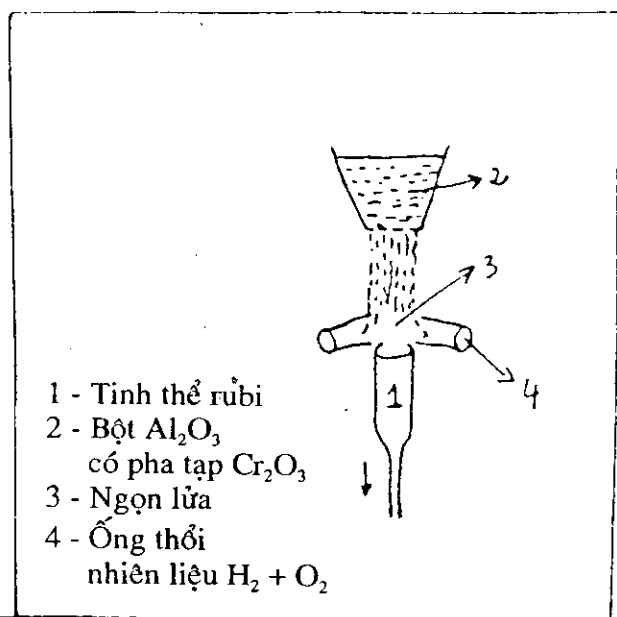
Nghiên cứu phổ hấp thụ của các tinh thể hoặc thủy tinh cách điện có khả năng dùng làm hoạt chất lade, người ta thấy chúng phải có một số yêu cầu sau đây:

- a) Trong phổ phải có **mức siêu bền** (đủ thanh - bền

rộng vạch phổ hẹp), có hiệu suất lượng tử cao, nghĩa là khi nguyên tử có trạng thái dời từ mức siêu bên này xuống các mức ở thấp hơn phải là các chuyển dời có phát bức xạ (phát ra photon).

b) Có các dải phổ liên tục đủ rộng ở phía trên gần mức siêu bên, để có thể đạt hiệu quả **bơm quang học** cao và không phải dùng bức xạ bơm là đơn sắc.

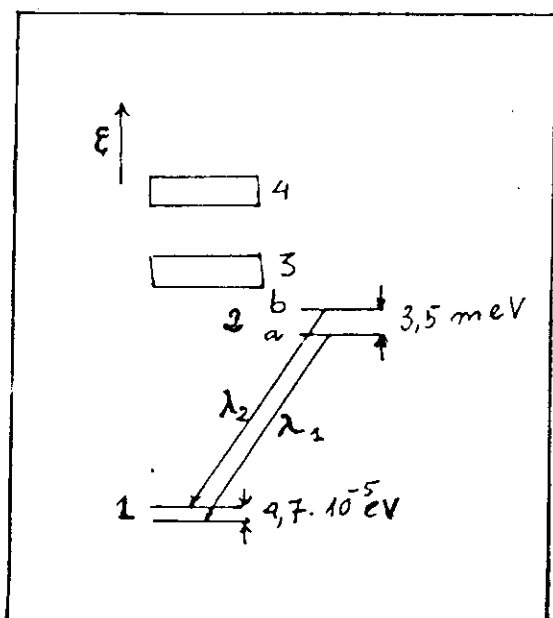
c) Tinh thể có phẩm chất quang học đủ cao để tổn hao do tán xạ trên các bất hoàn hảo hay bất thuận nhất là thấp nhất.



Hình 5.8. Sơ đồ phương pháp vecnơ chế tạo rubi nhân tạo

Tinh thể rubi (hồng ngọc) được sớm phát hiện thỏa mãn các điều kiện nói trên. Đó là tinh thể điện môi  $\text{Al}_2\text{O}_3$  có pha khoảng 0,05% ion  $\text{Cr}^{3+}$  (khoảng  $1,6 \cdot 10^{19}$  ion  $\text{Cr}^{3+}$  trong  $1 \text{ cm}^3$ ), nó có màu hồng, thường dùng rubi nhân tạo

(vì rubi tự nhiên quá đắt, và không có chiều dài cần thiết), cách chế tạo chúng tương đối đơn giản bằng phương pháp gọi là phương pháp vecnơ (verneuil), trình bày sơ đồ trên hình vẽ 5.8. Phổ của các mức do các ion hoạt chất  $Cr^{3+}$  tạo ra trong tinh thể rubi trình bày trên hình vẽ 5.9.



Hình 5.9. Phổ năng lượng của ion  $Cr^{3+}$  trong rubi nhân tạo

Các mức 1 và 2 ở sâu nên ít bị ảnh hưởng của trường tinh thể; các mức 3 và 4 khi ở trong tinh thể, chịu ảnh hưởng của trường tinh thể trở thành các dải liên tục có bề rộng xác định.

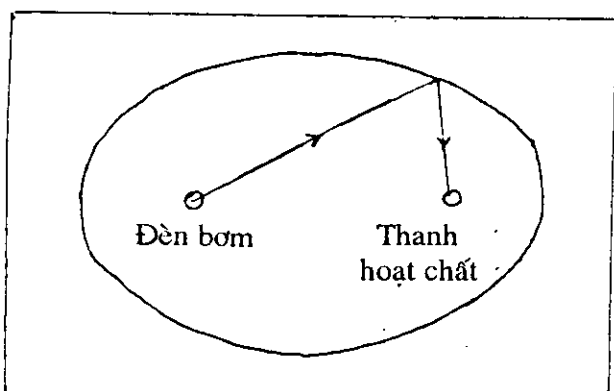
Mức 1 thực ra gồm 2 mức cách nhau khoảng  $4,7 \cdot 10^{-5} eV$  (ứng với bước sóng  $\lambda = 2,5 cm$ ). Mức 2 cũng gồm 2 mức (2a và 2b) cách nhau một khoảng bằng  $3,5 \cdot 10^{-3} eV$ .

Những dãi mức, khi dọi ánh sáng trắng vào tinh thể, từ mức 1 lên các dải 3 và 4 ứng với ánh sáng xanh lá cây và xanh da trời. Các dải màu này bị hấp thụ, phần còn lại chỉ là phần màu hồng là chủ yếu. Vậy ta nhìn thấy rubi màu hồng và do đó có tên là hồng ngọc.

Chuyển dời từ 2a, 2b xuống mức 1 cho 2 vạch phổ phát xạ là  $R_1$  và  $R_2$  ứng với bước sóng  $\lambda_1 = 6943\text{Å}$  và  $\lambda_2 = 6929\text{Å}$ . Thời gian sống ở các mức 2 khoảng  $3,5 \cdot 10^{-3}\text{sec}$  (ở nhiệt độ phòng) Lade dùng hoạt chất rubi thường làm việc ở bước sóng  $\lambda_1$  vì xác suất chuyển dời ứng với bước sóng này lớn hơn. Ngoài rubi đã tìm thấy một loạt tinh thể và thủy tinh có thể dùng làm hoạt động phát tia lade, một số cho trên bảng 5.1.

## 2. Nguồn bơm quang học

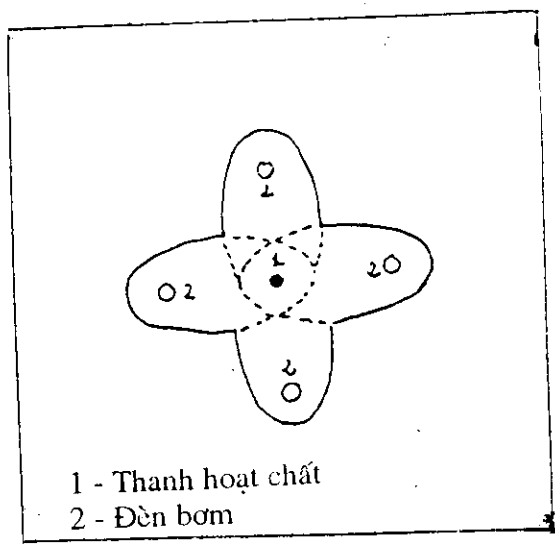
Như đã trình bày ở trên về nguyên tắc hoạt động của MPLT lade, hoạt chất được chiếu bức xạ mạnh gọi là **bơm quang học** để tạo ra nghịch đảo mật độ. Tuy nhiên trong quá trình bơm quang học chỉ một phần năng lượng bức xạ được hấp thụ và có tác dụng bơm. Vì bức xạ bơm phải có tần số cao hơn tần số của bức xạ phát (của chùm lade), nên thường dùng nguồn không đơn sắc mà cực đại của phổ trùng với vùng hấp thụ của tinh thể hoạt chất. Như vậy hiệu suất bơm sẽ cao. Người ta thường dùng nguồn bơm là các **đèn phóng điện có khí**, hiệu suất phát sáng của các đèn này phụ thuộc vào thành phần của hỗn hợp khí ở trong đèn, áp suất và hiệu điện thế tác dụng lên các điện cực của đèn. Đèn phóng điện có khí này phải có công suất hoạt động cao hơn công suất tối thiểu cần có để tạo ra nghịch đảo mật độ, nhưng cũng không vượt quá mức có thể làm suy giảm tính chất quang học của thanh hoạt chất. Để làm tăng hiệu quả của đèn chiếu gây tác dụng bơm quang, tùy theo hình dạng



Hình 5.10. Hệ chiếu sáng để bơm quang thanh hoạt chất

của thanh hoạt chất, thường dùng các mặt phản chiếu gương có cấu hình thích hợp; thí dụ nếu thanh hoạt chất và đèn bơm quang đều có dạng hình trụ thì có thể dùng mặt phản chiếu là một hình trụ, có tiết diện elíp mà một tiêu điểm trùng với vị trí thanh hoạt chất còn tiêu điểm kia trùng với đèn bơm quang (hình 5.10). Như vậy hầu như toàn bộ ánh sáng của đèn bơm quang phát ra sẽ tập trung vào thanh hoạt chất. Nếu muốn nâng cao công suất bơm hơn nữa có thể bố trí như trên hình 5.11.

Công suất bơm quang thường khá lớn, thí dụ với hồng ngọc để bơm ion  $\text{Cr}^{3+}$  từ mức 1 lên dải 3 phải cần  $4 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$ . Vậy cứ  $1 \text{ cm}^3$  của thanh hoạt chất cần  $4 \cdot 10^{-12} \text{ erg} \cdot 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} = 3,2 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$  (trong hồng ngọc có  $1,6 \cdot 10^{19}$  ion  $\text{Cr}^{3+}$  trong  $1 \text{ cm}^3$ , để tạo được nghịch đảo mật độ, tối thiểu phải bơm lên thêm được một nửa số đó, tức là  $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , nhưng số ion  $\text{Cr}^{3+}$  đã được bơm lên mức 1 chỉ tồn tại ở đó trung bình  $3,5 \cdot 10^{-3} \text{ sec}$ ). Tóm lại công suất cần cho bơm quang của  $1 \text{ cm}^3$  hoạt chất hồng ngọc là khoảng 1 kw. Nếu hiệu suất phát sóng của đèn phóng điện có khí là



Hình 5.11. Hệ chiếu sáng để bơm quang với công suất lớn khoảng 10% thì phải dùng đèn 100 kw cho thanh hoạt chất  $10 \text{ cm}^3$ . Các đèn này có thể hoạt động bình thường ở chế độ xung với công suất lớn như vậy.

Một vấn đề kỹ thuật khác không kém phần khó giải quyết của hệ bơm quang là vấn đề phân bố đều công suất bơm quang trong thanh hoạt chất. Thông thường ở lõi thanh hoạt chất được tập trung nhiều bức xạ bơm hơn hẳn xung quanh. Để giảm bớt sự chênh lệch đó, người ta thường đúc bọc xung quanh thanh hoạt chất một lớp đủ dày bằng chính vật liệu nền (thí dụ  $\text{Al}_2\text{O}_3$  của thanh rubi) của thanh hoạt chất. Lớp vỏ bọc này thường còn có vai trò tản nhiệt ra ngoài để làm nguội thanh hoạt chất.

### 3. Hệ gương cộng hưởng

Buồng cộng hưởng, cần thiết cho các MPLT, sẽ là hệ gương cộng hưởng đối với các lade.

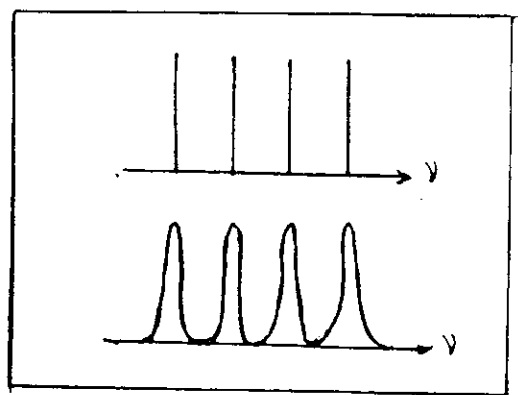
Hệ gương cộng hưởng có thể là hệ hở gồm hai gương mặt song song, còn gọi là **hệ gương Fabry - Perot** trong thực tế các gương đều có kích thước bề mặt phản xạ xác định, mặc dầu trong tính toán lý thuyết thường coi các diện tích mặt gương là  $\infty$  lớn. Nếu hệ số phản xạ của mặt gương là 100% thì điều kiện cộng hưởng sẽ là

$$\lambda = \frac{2L}{n} \quad (5.34)$$

trong đó  $n$  là một số nguyên (1, 2, 3...) và  $L$  là khoảng cách giữa 2 gương,  $\lambda$  là bước sóng của bức xạ lade. Từ (5.34) có

$$\Delta\lambda = 2L\left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n+1}\right) = \lambda_n - \lambda_{n+1} = \frac{2L}{(n+1)n} \quad (5.35)$$

Vì  $L \approx 50\text{cm}$ ,  $\lambda \approx 10^{-4}\text{cm}$  nên  $n \approx 10^5 \div 10^6$  do đó  $\Delta\lambda \approx 10^{-8} \div 10^{-10}\text{cm}$  nghĩa là khoảng cách giữa 2 bước quang sóng thỏa mãn điều kiện cộng hưởng rất nhỏ.



Hình 5.12. Vạch phổ các bức xạ cộng hưởng của hệ gương Fabry - Perot

Trong thực tế, các điều kiện lý tưởng của hệ cộng hưởng Fabry - Perot khó có thể được thực hiện, nên hệ sẽ

cộng hưởng không phải chỉ với ánh sáng đơn sắc mà là ánh sáng có một bề rộng vạch phổ xác định như minh họa trên hình vẽ 5.12.

Hệ số phẩm chất  $Q$  của hệ 2 mặt gương tuyệt đối song song, lớn vô tận có hệ số phản xạ  $r < 1$  được xác định như sau: gọi  $I$  là thông lượng năng lượng của chùm tia, sau một lần phản xạ bị giảm đi một lượng bằng  $I(1-r)$ . Trong thời gian  $dt$  có  $\frac{vdt}{L}$  lần phản xạ như vậy. Thông lượng năng lượng sau thời gian  $dt$  sẽ giảm đi lượng  $dI$  bằng

$$dI = -I(1-r) \frac{v}{L} dt \quad (5.35)$$

Từ (5.35) suy ra

$$\frac{dI}{dt} = -I(1-r) \frac{1}{L} \frac{c}{n} \quad (5.35)'$$

trong đó  $c$ : vận tốc ánh sáng,  $n$  là chiết suất thanh hoạt chất. Theo định nghĩa về hệ số phẩm chất  $Q$  của hệ cộng hưởng.

$$Q = \frac{I\omega}{-\left(\frac{dI}{dt}\right)} \quad (5.36)$$

thay (5.35)' vào (5.36) thu được:

$$Q = \frac{2\pi L}{\lambda(\lambda - 1)} \quad (5.36)'$$

thí dụ  $r = 50\%$ ,  $\lambda \approx 1\mu\text{m}$ ,  $L = 10\text{ cm}$  ta sẽ đạt  $Q \approx 10^6$ . Trong thực tế gương có diện tích xác định, giả sử có dạng hình tròn với đường kính  $D$ , các tán xạ trên cạnh gương sẽ làm  $Q$  giảm. Khi đó công thức của  $Q$  trở thành

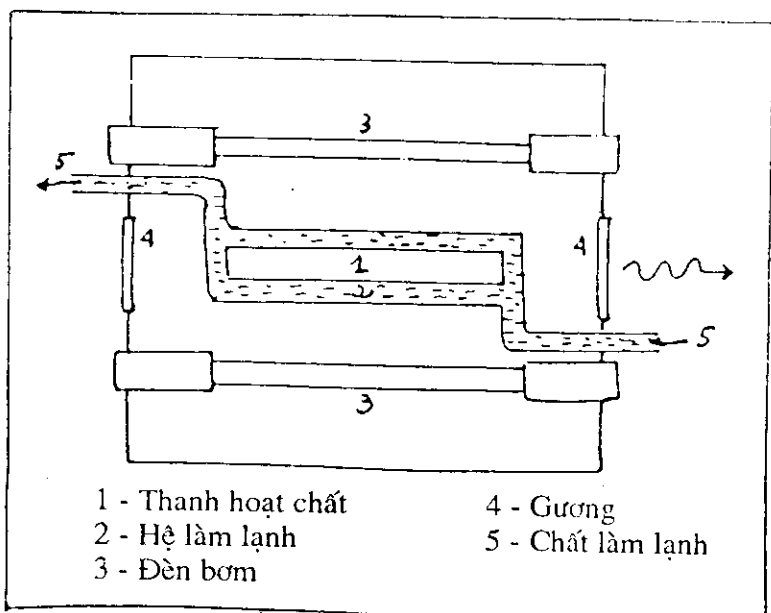
$$Q = \frac{2\pi L}{\lambda(1-r) + \frac{\lambda L}{2D^2}} \quad (5.37)$$



Nếu hai gương không tuyệt đối song song, mà giữa chúng tạo ra một góc nghiêng  $\beta$  thỏa mãn điều kiện

$$\beta < \frac{2D(1-r)^2}{L} \quad (5.38)$$

thì vẫn áp dụng được các công thức (5.36)' hoặc (5.37). Trong các công thức trên giả định các gương đều có hệ số phản xạ  $r$ . Trong MPLT lade chỉ có một gương có hệ số phản xạ cao ( $> 90\%$ ) còn gương thứ hai có hệ số phản xạ thấp (mạ lớp phản xạ mỏng) để một phần bức xạ lade phát ra ngoài cho việc sử dụng.



Hình 5.13. Dạng tổng thể sơ đồ các bộ phận của lade rubi

Trong một số lade làm việc theo chế độ **xung khổng lồ** thì giữa các gương còn đặt các **hệ đóng mở quang** (các phân tử Kerr, các tinh thể KPD...), như vậy có thể thay đổi

độ lệch hệ số phẩm chất  $Q$ .

Lade rubi có thể có hệ gương chính là hai mặt của thanh rubi được mài bóng và mạ lớp phản quang thích hợp.

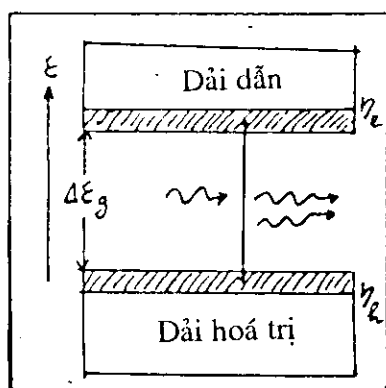
Thông thường các hệ gương được điều chỉnh thật song song rồi cố định lại. Tuy nhiên cũng có thể dùng các hệ gương được liên tục điều chỉnh cho song song nhờ hệ điều chỉnh tự động.

Dạng tổng thể (vẽ sơ lược) của lade hồng ngọc phát liên tục công suất cao cho trên hình vẽ 5.13.

#### 4. Lade bán dẫn

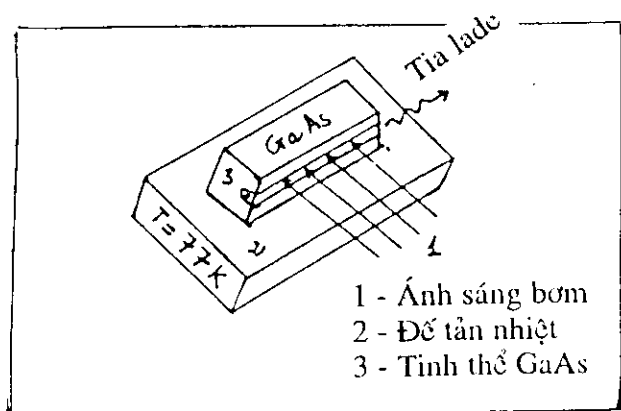
Lade bán dẫn, đặc biệt nhờ tính gọn nhỏ, hiệu suất cao, chế tạo thuận lợi, được dùng rất rộng rãi hiện nay trong nhiều lĩnh vực, đặc biệt trong thông tin liên lạc.

Trong lade bán dẫn, nghịch đảo mật độ được thực hiện như sau: dùng tác động của bức xạ điện từ hoặc chùm tia điện tử làm cho nồng độ hạt dẫn lệch khỏi rất lớn giá trị ứng với khi có cân bằng nhiệt động. Khi đó các mức năng lượng sát với đáy dải dẫn đều được điền đầy điện tử, còn các mức sát với đỉnh dải hóa trị thì đều là lỗ (xem hình 5.14). Khí điện tử và lỗ đều ở trạng thái suy biến đặc trưng



Hình 5.14. Nghịch đảo mật độ trong chất bán dẫn

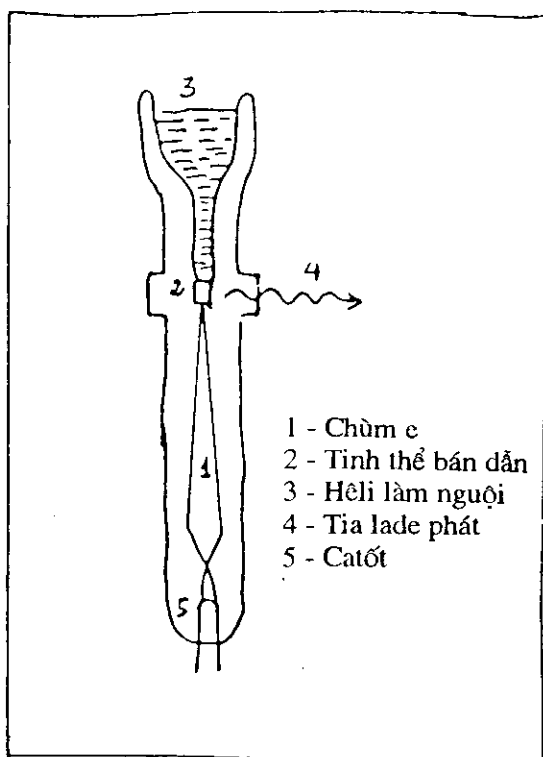
bằng các mức Fermi  $\eta_c$  và  $\eta_h$ , và ta có  $\eta_c - \eta_h > \Delta\varepsilon_g$  ( $\Delta\varepsilon_g$  là bề rộng dải cấm). Trạng thái nghịch đảo mật độ của bán dẫn ở đây thể hiện: số điện tử ở mức cao (đáy dải dẫn) nhiều hơn ở mức thấp (đỉnh dải hóa trị). Ở trạng thái nghịch đảo mật độ bán dẫn cũng có khả năng khuếch đại ánh sáng. Thực vậy, khi dội vào một tia sáng có tần số thích hợp gây cảm ứng thì sẽ xảy ra quá trình tái hợp trực tiếp, phát ra photon làm khuếch đại cường độ tia gây cảm ứng.



Hình 5.15. Lade bán dẫn AsGa dùng bơm quang

Trên hình 5.15 trình bày sơ đồ lade bán dẫn AsGa dùng bơm quang bởi ánh sáng của một lade hồng ngọc. Lade bán dẫn AsGa này có thể đạt tới công suất xung 200 kw và hiệu suất 50% lade bán dẫn dùng chùm điện tử mạnh (mật độ đến  $1\text{A}/\text{cm}^2$  và năng lượng điện tử đến 0,5 Mev) có các bộ phận như trình bày trên hình 5.16. Hiệu suất có thể đạt tới 20%. Với các chùm tia điện tử mạnh, lade làm việc ở chế độ xung để tránh sự phá hủy tinh thể bán dẫn.

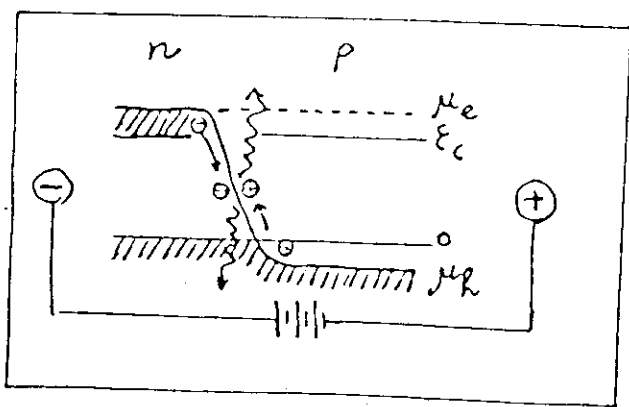
Lade bán dẫn có hiệu suất cao là lade dùng lớp chuyển p - n của các bán dẫn suy biến (tức là có nồng độ hạt dẫn cao). Để thực hiện điều kiện nghịch đảo mật độ, tác



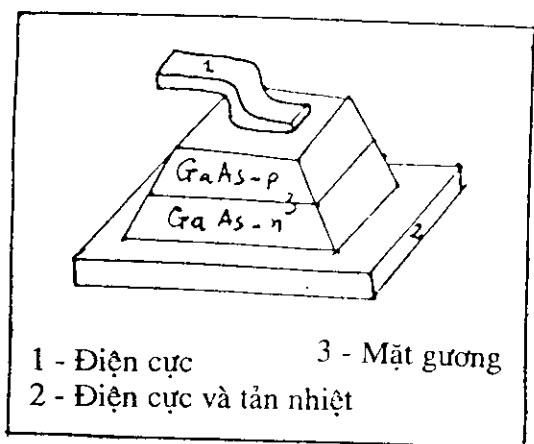
Hình 5.16. Lade bán dẫn bơm bằng chùm điện tử

dụng một hiệu điện thế đủ lớn theo chiều thuận vào lớp chuyển. Sơ đồ năng lượng sẽ như trên hình 5.17 (trang sau), sẽ có dòng các lỗ đi qua lớp chuyển và xảy ra quá trình tái hợp. Nhờ có dòng các hạt dẫn trái dấu và chuyển động ngược chiều về lớp chuyển, nên điều kiện nghịch đảo mật độ vẫn được duy trì.

Vì dòng điện liên tục, lade bán dẫn lớp chuyển p - n cũng làm việc ở chế độ liên tục, thường được làm nguội bằng tản nhiệt hoặc nhúng vào azốt lỏng. Dạng lade lớp



Hình 5.17. Sơ đồ năng lượng trong lade bán dẫn dùng lớp



Hình 5.18. Kết cấu của lade bán dẫn AsGa dùng lớp

chuyển AsGa cho trên hình 5.18. Nó có kích thước rất nhỏ (bề ngang và chiều dài cỡ  $0,2 \div 0,5\text{mm}$ , lớp chuyển khoảng  $0,1 \mu\text{m}$ ), hiệu suất có thể đạt tới 50%. Các mặt bên đồng thời được mài thành các mặt gương. Chúng có thể sản xuất hàng loạt trên các tấm AsGa, tạo lớp chuyển bằng phương pháp epitaxy, sau đó cưa và mài bóng thành các phần tử lade.

## VI. TÍNH CHẤT CỦA CHÙM TIA LADE

Lade là những nguồn sáng phát ra chùm tia có nhiều tính chất độc đáo. Sau đây nêu lên những nét chủ yếu của các tính chất độc đáo đó.

### 1. Tính đơn sắc

Vì bức xạ cảm ứng là do các **chuyển dời lượng tử** giữa các mức lượng tử của các nguyên tử (ion) hoạt chất, nên chúng có độ đơn sắc rất cao. Phổ của bức xạ lade thường gồm một số vạch rất thanh liên quan tới phẩm chất của hệ cộng hưởng của lade. Khoảng cách tần số giữa các vạch đó khi dùng hệ cộng hưởng Fabry - Perot cho bởi công thức (5.34), (5.35). Ví dụ với lade có thanh hoạt tính dài 10 cm mà hai đầu thanh dùng làm gương cộng hưởng, thì các công thức trên đây cho khoảng cách tần số giữa 2 vạch cạnh nhau là khoảng  $10^9$  Hz. Mỗi vạch cũng có một bề rộng tần số xác định, với lade hồng ngọc thì bề rộng đó vào khoảng  $10^6$  Hz, nghĩa là rất nhỏ hơn ( $10^{-3}$ ) so với khoảng cách giữa các vạch. Ở các lade bán dẫn sự chuyển mức lượng tử xảy ra giữa 2 dải hẹp, mà không phải là giữa 2 mức xác định, nên tính đơn sắc của bức xạ lade bán dẫn kém hơn.

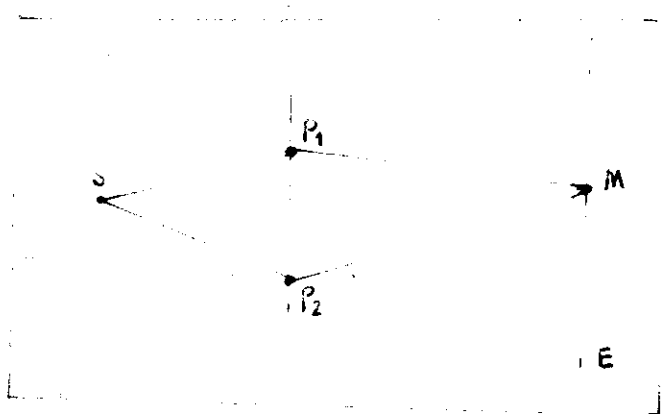
### 2. Tính đồng bộ

Nguồn bức xạ lade có ưu việt cao hơn hẳn các nguồn thông thường khác là **tính đồng bộ** của bức xạ phát ra. Tính đồng bộ của hai tia sóng bức xạ đặc trưng bởi sự tương quan của các thông số của hai tia sóng bức xạ đó (ví dụ pha) khi chúng xuất phát từ 2 điểm khác nhau, hoặc từ 1 điểm được xem xét ở những thời điểm khác nhau.

Hai sóng chỉ có thể giao thoa với nhau khi chúng là đồng bộ, bởi vậy tính giao thoa được dùng để đánh giá tính đồng bộ. Trường hợp đơn giản của hai tia sóng đơn sắc cùng tần số gặp nhau tại một điểm. Nếu ở điểm đó hiệu pha

của hai sóng có giá trị không đổi với thời gian, ta có 2 tia sóng đồng bộ và sẽ quan sát thấy hiện tượng giao thoa.

Trong thực tế các bức xạ điện từ, khó có bức xạ đơn sắc tuyệt đối, bởi vậy có thể xem xét tính đồng bộ của chúng theo hai cách: **đồng bộ thời gian** và **đồng bộ không gian**.



Hình 5.19. Giao thoa của hai tia sáng từ một nguồn

Xét hai tia sáng cùng xuất phát từ 1 điểm S (hình 5.19) đi qua hai khe  $P_1$  và  $P_2$  rồi đến gặp nhau trên màn M tại điểm P. Ảnh giao thoa chỉ có khi hiệu đường đi của tia sáng gọi là hiệu quang lộ nhỏ hơn một giá trị  $L_d = c \cdot \tau_d$ ,  $\tau_d$  gọi là thời gian đồng bộ.  $\tau_d$  là đại lượng đặc trưng cho tính đồng bộ thời gian của nguồn sáng S. Nó có ý nghĩa là quá thời gian đó bức xạ hình như đã "quên" pha ban đầu của nó. Lý thuyết chứng tỏ rằng  $\tau_d \sim 1/\Delta\nu$ , nghĩa là tỷ lệ với độ đơn sắc của bức, bức xạ càng đơn sắc thì tính đồng bộ càng cao. Vì bức xạ laser có độ đơn sắc đặc biệt lớn nên tính đồng bộ thời gian cũng khá cao với  $\tau_d$  cỡ  $10^{-5}$ sec. Như vậy hai tia tách ra từ 1 nguồn laser vẫn còn có thể giao thoa với nhau.

khi hiệu quang lộ có thể tới vài km. Nguồn sáng trắng (đa sắc) có khoảng cách đồng bộ chỉ vào cỡ cm.

Tính **đồng bộ không gian** của chùm tia đặc trưng bằng khoảng cách vuông góc với phương truyền mà trong phạm vi của khoảng đó các tia sáng vẫn còn giữ được sự đồng bộ với nhau. Một nguồn sáng trắng do nung nóng thì bức xạ phát ra có khoảng đồng bộ không gian cỡ vài lần bước sóng, trái lại ở nguồn sáng lade thì hầu như toàn bộ chùm sáng phát ra từ mặt phát của thanh hoạt chất có tính đồng bộ không gian.

Tính đồng bộ không gian của chùm tia lade liên quan chặt chẽ với tính định hướng của chùm tia. Thực vậy góc mở của chùm tia lade phát ra từ mặt gương có đường kính  $D$ ,  $\lambda$  là bước sóng của chùm tia lade thì lý thuyết nhiều xạ cho biểu thức của góc mở của chùm tia bằng  $\theta$ .

$$\theta \approx 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

Áp dụng với trường hợp lade hồng ngọc có  $D = 1\text{cm}$ ,  $\lambda \approx 7 \cdot 10^{-5}$ , sẽ ứng với  $\theta = 0,85 \cdot 10^{-4}$  radian, trong thực tế cỡ  $10^{-2} \div 10^{-3}$  radian (chú ý  $10^{-3}$  radian =  $3'26''$  góc).

### 3. Công suất phổ rất cao

Vì ánh sáng lade rất đơn sắc, như đã thấy ở trên, nên hầu như toàn bộ công suất của bức xạ phát tập trung vào một dải phổ rất hẹp. Ví dụ có thể tạo lade phát liên tục với năng thông  $100 \text{ W/cm}^2$  trong dải tần số hẹp, cũng trong dải đó của ánh sáng mặt trời thì năng thông chỉ là  $10\text{-}2 \text{ W/km}^2$ , tức là  $10^{14}$  lần nhỏ hơn của lade nói trên. Nếu đặc trưng bức xạ của một vật bằng nhiệt độ của vật đen lý tưởng tương đương (còn gọi là **hiệt độ màu**) thì mặt ngoài của mặt trời có  $T_{\text{màu}} \approx 6500 \text{ K}$ , còn của lade  $T_{\text{màu}}$  có thể đến  $10^{12} \text{ K}$ .



Những lade rắn có công suất thường không lớn như các lade khí. Ví dụ đã chế tạo được các lade dùng khí CO<sub>2</sub> phát liên tục với công suất hàng trăm KW. Nếu các lade CO<sub>2</sub> nói trên phát ở chế độ xung thì công suất tức thời có thể bằng công suất điện năng phát ra của cả một nước công nghiệp phát triển (100 GW).

#### 4. Ứng dụng của lade

Do nhiều đặc tính ưu việt các lade được dùng rộng rãi trong rất nhiều lĩnh vực của nghiên cứu khoa học, sản xuất và đời sống.

*a. Quang điện tử và quang tích hợp (optoelectronics, integrated optics)*

Nhờ tính đồng bộ cao của chùm tia lade, nhờ hệ số hấp thụ rất thấp trong dải 1,3- 1,5 $\mu$ m của sợi quang học (optical fiber) - sẽ nói chi tiết ở chương 6 - nên các lade bán dẫn lớp chuyển trên cơ sở AsGa ngày nay được dùng rộng rãi làm nguồn phát **sóng mang** trong thông tin cáp sợi quang. Chúng ta nhớ rằng tần số của sóng mang quyết định tốc độ và lưu lượng truyền thông tin. Ví dụ với sóng mang là sóng vi ba tần số khoảng GHz thì lưu lượng truyền thông tin cỡ Mbit/sec. Nhưng với sóng lade tần số  $\nu = 10^3 \div 10^6$  GHz thì lưu lượng truyền thông tin có thể đạt Gbit/sec  $\div$  1000 Gbit/sec. Hiện nay trên một sợi quang đã sử dụng với lưu lượng 2,5 Gbit/sec. Tất nhiên với một cáp sợi quang (nhiều sợi) thì tốc độ lưu lượng còn cao hơn nhiều.

Có thể nói lade và cáp sợi quang đã làm cho bùng nổ cách mạng thông tin liên lạc của cuối thế kỷ này sang thế kỷ sau. .

Trong ứng dụng của tia lade vào thông tin liên lạc hoặc phải kết hợp các linh kiện quang và linh kiện điện tử

trong các kết nối gọi là **quang điện tử** (optoelectronic), hoặc tiến tới các linh kiện đó được tích hợp trên một linh kiện (giống mạch vi điện tử) hoạt động chủ yếu với chùm quang tử (photon), ta gọi đó là **quang tích hợp** (integrated optics).

Những kết quả của quang điện tử và quang tích hợp còn được ứng dụng rộng rãi trong công nghệ thông tin, đặc biệt trong chế tạo máy tính điện toán siêu tốc, ghi - đọc các đĩa compac (còn gọi là đĩa lade), không những làm **bộ nhớ ngoài** rất gọn nhẹ với khả năng lưu trữ lớn của máy điện - toán, mà còn trở thành thiết bị nghe - nhìn số hóa.

### *b. Ứng dụng trong sản xuất*

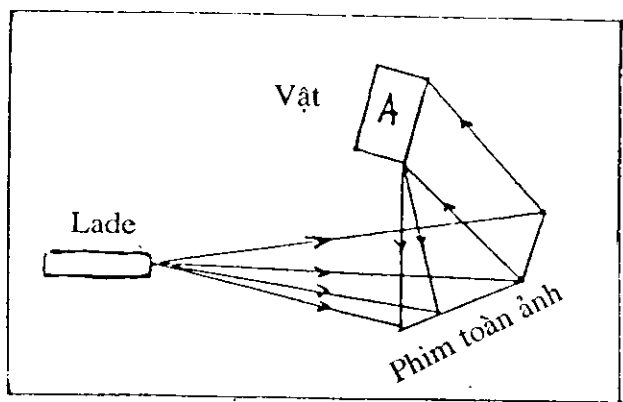
Lade được ứng dụng trong hầu khắp mọi lĩnh vực của sản xuất hiện đại, tùy theo công suất và bước sóng.

Những chùm lade công suất lớn được dùng để cắt các tấm thép dày trong đóng tàu và các máy cơ giới khác với ưu điểm là chính xác và không tạo ra ứng suất xung quanh vết cắt (nhanh), dùng để tôi mặt ngoài các chi tiết thép lớn v.v...

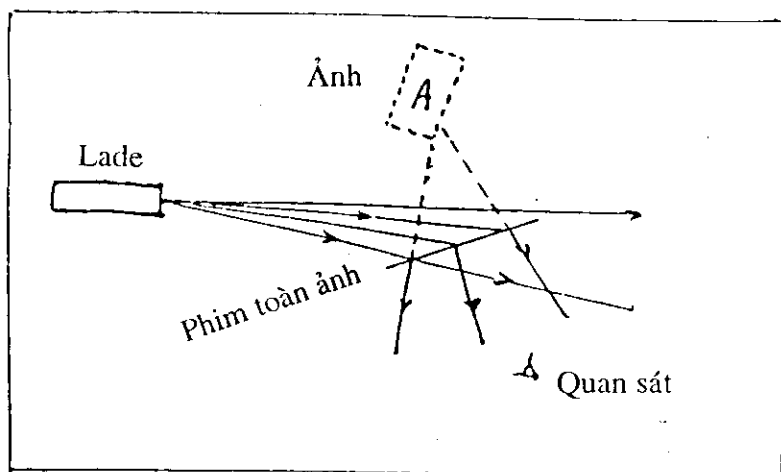
Tia lade cũng được dùng trong một số khâu chế tạo mạch vi điện tử (quang, khắc, khuếch tán...), trong gia công các vật liệu siêu cứng có nhiệt độ nóng chảy cao. Trong công nghệ hóa học tia lade với bước sóng cần thiết có tác dụng tăng cường tốc độ phản ứng. Trong xây dựng, định vị, điều khiển từ xa v.v... tia lade được dùng để đo lường chính xác khoảng cách và truyền thông tin điều khiển, ví dụ điều khiển xe lunôkhốt trên mặt trăng v.v...

### *c. Kỹ thuật chụp toàn ảnh bằng lade (holography)*

Nguyên tắc tạo hình giao thoa của hai chùm tia xuất phát từ một nguồn nhờ tính đồng bộ cho trên hình 5.19. Từ



Hình 5.20a. Chụp toàn cảnh



Hình 5.20b. Dựng lại toàn ảnh

lâu Gabor đã đề ra **kỹ thuật chụp toàn ảnh** nhưng khó thực hiện vì đòi hỏi phải có các chùm tia có tính đồng bộ cao. Vì chùm tia lade có tính đồng bộ rất cao nên được ứng dụng thuận lợi trong chụp toàn ảnh. Sơ đồ thực hiện chụp toàn ảnh bằng chùm tia lade cho trên hình 5.20. Một nguồn

lade được tách thành 2 chùm tia. Một chùm đi thẳng tới phim ghi hình; chùm kia chiếu vào vật cần chụp A, tán xạ trên các chi tiết của A và các tia tán xạ từ A đến giao thoa với các tia của chùm thứ nhất trên phim ghi M. Trên phim ghi sẽ xảy ra hiện tượng giao thoa và ghi lại các vân của hình giao thoa. Khác với chụp ảnh thông thường chỉ ghi lại cường độ sáng ở trên vật cần chụp tại những điểm khác nhau, trên phim toàn ảnh không những ghi lại được cường độ sáng tại mọi điểm của vật A mà còn ghi lại được pha của dao động sóng, nghĩa là thông tin về khoảng cách từ các điểm của vật đến các điểm của phim M. Thêm vào đó tại một vùng nhỏ nào của M cũng ghi được tất cả các thông tin hình ảnh của vật A chứ không phải, như chụp ảnh thường, chỉ ghi được một vùng tương ứng của vật. Do đó mới có tên là toàn ảnh (còn gọi ảnh ba chiều: 3D - ảnh). Khi cần lập lại (đọc) ảnh của vật A cũng cần dùng chùm lade chiếu vào như trên hình vẽ 5.20b (chùm lade "nhìn" này có ánh sáng ở vùng khả kiến, và cường độ đủ yếu để **đảm bảo an toàn** cho mắt nhìn). Điều mới lạ là tuy chụp theo một phương, nhưng khi nhìn ta sẽ thấy ảnh ba chiều, nghĩa là giống như nhìn thấy vật A như nhìn nó qua một khung cửa sổ là phim M. Ngay cả khi chỉ còn một phần của phim M vẫn nhìn thấy cả vật A.

Các ảnh giao thoa của toàn ảnh còn gọi là holoگرام. Chúng được ứng dụng rất rộng rãi trong kỹ thuật hiện đại để phân tích hình dạng và nhận dạng, phân tích các quá trình biến dạng, lưu trữ các thông tin về hình ảnh v.v...

#### *d. Lade trị liệu*

Trong y học xuất hiện ngành lade trị liệu rất quan trọng trong bảo vệ sức khỏe hiện nay. Vì chùm tia lade đơn sắc và có công suất cao, có khả năng cộng hưởng với các phân tử sinh học nên có tác dụng rất to lớn trong chẩn đoán

và trị liệu, nhiều khi không thể thay thế được. Đặc biệt là chùm tia sáng nên có khả năng không gây lây nhiễm trong thao tác. Có thể kể ra một số ứng dụng đặc biệt như: phẫu thuật không chảy máu (dao lade) ở mắt và các phần mềm khác, phá hủy chọn lọc các tế bào ác tính bằng huỳnh quang, phẫu thuật nội tạng bằng phương pháp kín (dẫn bằng sợi quang vào cơ thể), chữa răng, chữa viêm họng hạt, chữa viêm xoang, làm phẫu thuật thẩm mỹ v.v. ..

Lade trị liệu là một trong các phương pháp vật lý trị liệu có hiệu quả và hiện đại nhất hiện nay.

#### *e. Lade ứng dụng trong nghiên cứu khoa học*

Sự phát minh ra lade đã làm sống lại và phát triển mạnh mẽ nhiều ngành của quang học, đặc biệt là quang phổ học, quang học phi tuyến; ngoài ra lade còn là phương tiện của nghiên cứu khoa học trong tất cả mọi ngành của khoa học tự nhiên, mà trước hết là vật lý học. Không thể nói đến tất cả mọi ứng dụng đó, chỉ nêu lên một số trong các ứng dụng quan trọng.

Trước hết là việc sử dụng các chùm tia lade cực mạnh, tập trung vào một điểm theo các nhịp xung ngắn (nanô - sec), tạo ra nhiệt độ siêu cao cỡ hàng chục triệu K ( $10^7$  K), để tạo ra các vụ nổ nhiệt hạch nhỏ (vụ nổ mini).

Qua đó tạo ra việc điều khiển phản ứng nhiệt hạch để giải quyết vấn đề năng lượng không ô nhiễm cho nhân loại song song với phương án điều khiển phản ứng nhiệt hạch bằng máy Tôcamac).

Những thành tựu của quang học phi tuyến nghiên cứu tương tác giữa chùm lade với các điện tử, nguyên tử và phân tử với các quá trình nhiều photon đã dẫn đến rất nhiều ứng dụng quan trọng trong vật lý học.

Đặc biệt phương pháp làm nguội các nguyên tử bằng chùm lade theo nguyên tắc: do tán xạ phi tuyến nguyên tử mất động năng và "lạnh" đi. Đã đạt tới các nhóm nguyên tử Na, Rubidi v.v... tới gần không độ tuyệt đối (khoảng  $1,7.10^{-7}$  K). Các nhóm nguyên tử như vậy chuyển sang trạng thái ngưng tụ Bose - Einstein, là một trạng thái rất đặc biệt của vật chất mà trước đây chưa thực hiện được.

### *Tài liệu tham khảo*

- [1] Vũ Đình Cự, Vật lý chất rắn, ĐH Bách khoa Hà Nội, 1976. NXB Khoa học và kỹ thuật, Hà Nội, 1997.
- [2] Reinhard Marz. Integrated Optics, ARTECH HOUSE, 1994.
- [3] Peter Kinght. La Nouvelle Physique, Ed. Paul Davies, Flammarion, 1993, p. 289.

## Chương VI

# SỢI QUANG VÀ ỨNG DỤNG TRONG VIỄN THÔNG

Trong sự bùng nổ của công nghệ thông tin (CNTT) hiện nay, sự phát triển viễn thông dùng cáp sợi quang (còn gọi cáp quang) đóng một vai trò rất quan trọng. Cáp sợi quang, với các ưu việt độc đáo so với dây dẫn kim loại như: tốc độ truyền dẫn cao, độ suy hao thấp, tích hợp thuận lợi với công nghệ số hóa v.v..., trở thành vật liệu chủ yếu thay thế dây dẫn kim loại (Cu) để thiết lập mạng viễn thông đa dịch vụ số hóa ISDN (Integrated Services Digital Network). Khi các dịch vụ gia tăng, đòi hỏi phải mở rộng băng tần truyền thông tin để hình thành các siêu lộ thông tin (Information superhighway), mạng thông minh (Intelligent Network -IN) và mạng In - te - nét (Internet) toàn cầu thì không thể thiếu được cáp sợi quang, không những chỉ ở trên đường trục mà đến tận người tiêu dùng (User).

### I. SỢI QUANG: TÍNH CHẤT, PHÂN LOẠI VÀ CÔNG NGHỆ CHẾ TẠO

Cuối những năm 50, đầu những năm 60 của thế kỷ này khi các lade xuất hiện, nhất là các lade bán dẫn loại gọn, nhỏ, người ta bắt đầu nghiên cứu khả năng dùng chúng trong truyền tin. Với tính chất đồng bộ cao, chùm tia tập trung cao, như nói ở chương V, các tia lade có thể tải một lượng thông tin khổng lồ đi xa. Ví dụ xét ở dải tần với bước sóng hồng ngoại  $\lambda \approx 1\mu\text{m}$  (1000 nm) thì tần số mang thông tin đã có thể đạt <sup>54</sup> 300.000 GHz, mà sóng điện từ ở dải siêu

cao cũng chỉ tới vài trăm GHz.

Tuy nhiên khi truyền thông tin đi xa (viễn thông) thì môi trường truyền trở thành bài toán khó giải, vì chùm tia lade truyền trong không khí chỉ theo đường thẳng, bị hấp thụ rất mạnh và thông tin do tính tán sắc bị méo rất nhanh. Bởi vậy các cố gắng truyền tia lade trong không khí hoặc trong các ống chân không đều không thành công.

## 1. Tính chất của sợi quang

Năm 1966 Kao và Hockham bắt đầu nghiên cứu truyền thông tin bằng chùm lade trong các sợi thủy tinh thạch anh có độ suy hao thấp. Những nghiên cứu tiếp theo đó cho thấy khả năng dùng sợi thủy tinh (sợi quang - optical fiber) có thể trở thành hiện thực khi sợi quang đạt được những tính chất cơ bản sau đây:

**1.1/ Sợi quang phải có độ suy hao rất thấp.** Độ suy hao chủ yếu bao gồm hai quá trình: hấp thụ bức xạ và tán xạ bức xạ. Như vậy để giảm độ suy hao phải lựa chọn vật liệu và bước sóng tia lade tương ứng sao cho hệ số hấp thụ  $\alpha$  thấp nhất; để ngăn cản tán xạ ở biên của sợi, phải bọc sợi một lớp có chiết suất quang học thấp hơn chiết suất của sợi để gây ra phản xạ toàn phần, nghĩa là sợi quang trở thành ống dẫn sóng; loại tán xạ khác gây suy hao là **tán xạ** trên các **bất hoàn hảo** trong vật liệu.

**1.2/ Sợi quang phải có tính chất cơ học** thích hợp với các loại hình ứng dụng, phải có độ chịu mỏi do rung động cao, không quá phụ thuộc vào độ uốn cong của sợi, sợi phải có độ bền thích hợp.

**1.3/ Sợi quang phải có tính lão hoá thấp**, có thể sử dụng ổn định trong thời hạn vài chục năm với giá thành hạ có thể cạnh tranh ngay với các loại dây dẫn kim loại (dây đồng, cáp đồng trục v.v...).



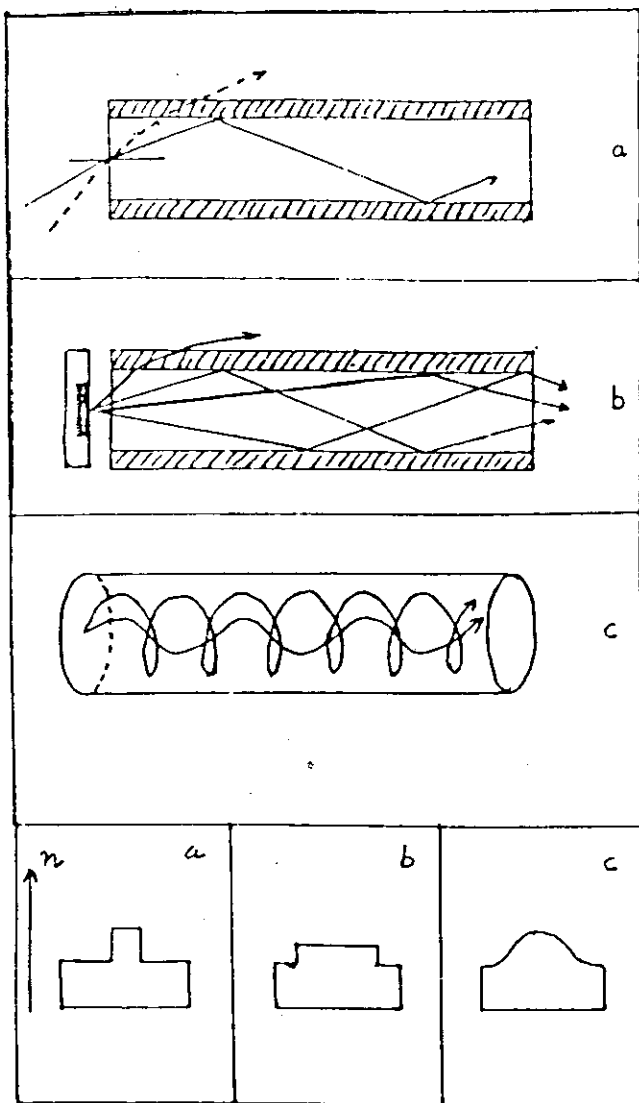
## 2. Phân loại sợi quang

Như trên đã nói về yêu cầu đối với sợi quang, có thể căn cứ vào đó để phân loại chúng.

Trước hết là căn cứ vào sự **phân bố chiết suất** quang học ( $n_1$ ) trong lõi đối với chiết suất quang học của lớp vỏ ( $n_2$ ).

Trong lớp vỏ, để thuận tiện cho công nghệ chế tạo, chiết suất không đổi và thấp hơn chiết suất của lõi. Còn chiết suất ở lõi có thể có hai dạng: dạng không đổi và dạng có phân bố giảm dần từ trong ra ngoài (có thể dạng parabol). Loại thứ nhất gọi là sợi **chiết suất bậc thang**, loại thứ hai gọi là loại **chiết suất giảm dần**. Sợi quang thường có tiết diện tròn, kể cả lõi và lớp vỏ có đường kính khoảng 100  $\mu\text{m}$  (ngoài cùng còn có thể có một lớp mỏng polime). Bởi vậy tùy thuộc vào đường kính và phân bố  $n_1$  của lõi, có thể có hai cách truyền chùm tia lade khác nhau. Với loại chiết suất bậc thang, nếu lõi rất nhỏ (cỡ 5  $\mu\text{m}$ ) thì số tia và số mốt truyền tương ứng sẽ rất ít, thậm chí chỉ có một, ta gọi là **sợi đơn mốt** (hình vẽ 6.1a). Nếu lõi lớn hơn (khoảng vài chục  $\mu\text{m}$ ) thì nhiều tia và nhiều mốt truyền tương ứng có thể tồn tại, ta có **sợi đa mốt** (hình 6.1b). Còn đối với sợi có chiết suất  $n_1$  giảm dần, vì công nghệ, lõi thường lớn (vài chục  $\mu\text{m}$ ) nên thường là sợi đa mốt (hình 6.1c).

Khi chùm tia lade từ nguồn lade phóng vào lõi sợi quang, tùy theo vị trí hình học, góc tới sẽ là góc  $\theta_1$ , và góc khúc xạ vào lõi là  $\theta_2$ . Hiệu quả của việc truyền chùm lade (thường có đường kính bằng đường kính của nguồn phát lade và nhỏ hơn đường kính của lõi sợi quang) vào sợi quang đặc trưng bằng khẩu độ số NA (Numerical Aperture) cho bởi biểu thức



Hình 6.1. a) Sợi quang chiết suất bậc thang đơn một  
 b) Sợi quang chiết suất bậc thang đa một  
 c) Sợi quang chiết suất giảm dần đa một

$$NA = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = \sin\theta_1 = n_1 \sin\theta_2 \quad (6.1)$$

Ứng với một bước sóng xác định, góc  $\theta_1$  xác định từ (6.1) là góc cực đại mà tia lade không bị thoát ra lớp vỏ, nghĩa là khi đó  $\theta_2$  ứng với góc phản xạ toàn phần ở lớp biên giữa lõi và lớp bọc. Nếu bước sóng cũng vào cỡ đường kính của lõi thì quá trình truyền sẽ là đơn một. Như vậy tuy khẩu độ số NA đặc trưng cho sự ghép nối hiệu quả giữa nguồn lade và sợi quang, nhưng khi đó khả năng nhiều tia truyền (nhiều một) có thể xảy ra và dẫn đến hiện tượng tán sắc bất lợi cho sự truyền trung thực các tín hiệu.

Hiện tượng tán sắc trong sợi quang khi tia lade truyền qua có hai nguyên nhân: nguyên nhân do truyền đa một và nguyên nhân do vật liệu của sợi quang.

Khi truyền đa một tức là cùng một tín hiệu được truyền đi theo các tia khác nhau, do đó qua các đoạn đường có độ dài khác nhau hay là **quang lộ** khác nhau, dẫn đến sự tới đầu cuối sợi quang vào các thời điểm khác nhau, tức là làm cho xung bức xạ ở đầu vào bị **nhòe ra** ở đầu cuối. Hậu quả là dải thông của sợi quang bị thu nhỏ lại. Vì hiện tượng này không thể sử dụng các giá trị NA lớn. Với các khoảng truyền lớn giới hạn NA ở dưới 0,2, còn với khoảng truyền ngắn có thể sử dụng NA tới 0,6.

Sự tán sắc do vật liệu sợi quang chỉ đáng kể nếu bức xạ lade truyền qua có vạch phổ rộng. Nhưng nếu dùng lade có bức xạ khá đơn sắc với vạch phổ hẹp và chọn dải tần ứng với tán sắc thấp của vật liệu thì có thể giảm tán sắc.

Như vậy để đảm bảo dải thông lớn sự truyền đơn một có ưu việt hơn hẳn truyền đa một. Hiện nay thường dùng truyền đơn một với dải thông đến 2,5 Gbit/sec. Tuy nhiên sợi chiết suất bậc thang đơn một có lõi rất mảnh (vài  $\mu\text{m}$ ), nên công nghệ hàn nối và kết ghép với các linh kiện quang

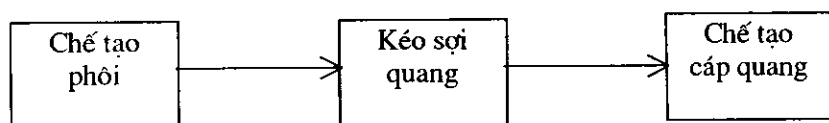
điện tử khác khá phức tạp đòi hỏi chất lượng rất cao.

Bảng 6.1. Dưới đây tóm tắt cách phân loại sợi quang theo phân bố chiết suất và cách truyền

	Chiết suất bậc thang	Chiết suất giảm dần
Đơn mắt	X (lõi nhỏ $\approx 5 \mu\text{m}$ )	O
Đa mắt	X (lõi to $\approx 50 \mu\text{m}$ )	X

### 3. Công nghệ chế tạo sợi quang và cáp quang

Đây là lĩnh vực công nghệ cao, đòi hỏi độ tinh khiết cao của các vật liệu và độ chính xác cao. Dưới đây chỉ trình bày nguyên tắc của các khâu công nghệ quan trọng để chế



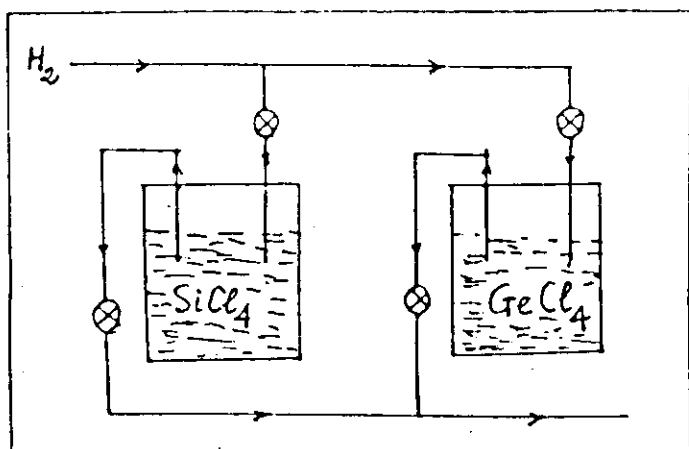
Hình 6.2. Các khâu công nghệ sợi quang

tạo phôi vật liệu, kéo sợi quang và chế tạo cáp như trên hình vẽ 6.2.

#### 3.1/ Chế tạo phôi (Preform)

Có hai phương pháp công nghệ chủ yếu để chế tạo phôi. Đó là: phương pháp lắng đọng hóa học từ pha hơi (Chemical - Vapour Deposition - CVD) và phương pháp lắng đọng theo trục từ pha hơi (Vapour phase Deposition - VAD). Phương pháp CVD có nhiều biến thể, ở đây chỉ nêu ra hai biến thể chính là OCVD và MCVD. Như trình bày trên hình vẽ 6.3, dòng khí mang  $\text{H}_2$  thổi qua các bình đựng chất lỏng  $\text{SiCl}_4$  và  $\text{GeCl}_4$  để tạo ra dòng hơi. Khi dòng hơi này cháy các phân tử  $\text{SiCl}_4$  và  $\text{GeCl}_4$  bị phân ly và trong môi

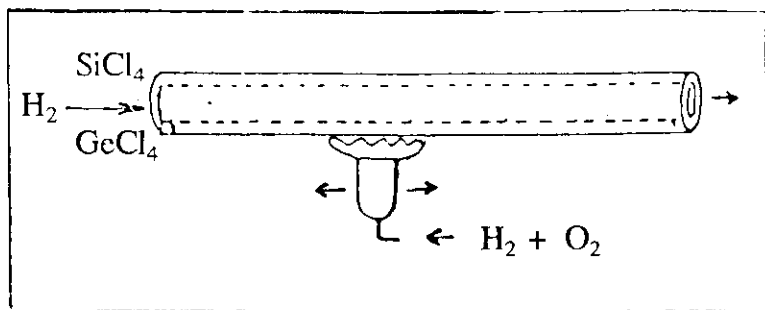
trường cháy có  $H_2$  và  $O_2$  thì xảy ra các phản ứng hóa học tạo thành axit  $HCl$  và các oxyt  $SiO_2$  và  $GeO_2$ . Các hạt thạch anh  $SiO_2$  oxyt giécmani sẽ lắng đọng. Hàm lượng hơi  $GeCl_4$  sẽ được tự động điều chỉnh để sao cho thạch anh được pha tạp  $GeO_2$  với lượng cần thiết tương ứng với chiết xuất  $n$  của lớp thủy tinh theo thiết kế.



Hình 6.3. Thiết bị tạo dòng hơi  $H_2 + (SiCl_4 + GeCl_4)$

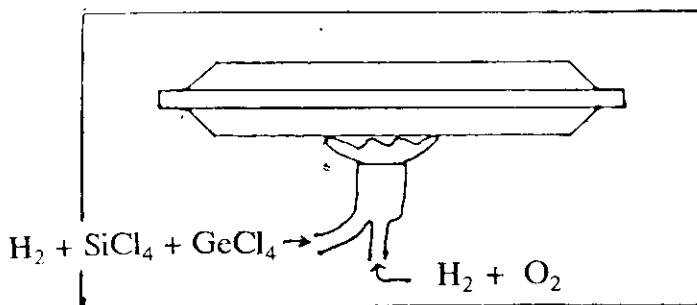
Trong công nghệ MCVD thì các hạt  $SiO_2$  và  $GeO_2$  lắng đọng trong lòng một ống thạch anh tinh khiết, quay tròn đều. Ống thường có chiều dài khoảng 1m, đường kính trong vài cm, khi dòng hơi thổi qua, xung quanh ống có dòng khí  $H_2 + O_2$  cháy tạo nhiệt để các phản ứng hóa học xảy ra (hình vẽ 6.4). Ngọn lửa được dịch chuyển chậm dọc theo ống. Nhờ sự ngưng đọng các hạt  $SiO_2$  pha tạp  $GeO_2$  thành ống dày lên dần và tới một lúc cả ống trở thành một khối đặc. Ta đã có một phôi với phân bố chiết suất theo thiết kế.

Trong phương pháp công nghệ OCVD thì có một thanh bằng thạch anh trên đó ngưng đọng các hạt  $SiO_2$  và



Hình 6.4. Phương pháp MCVD chế tạo phôi

$\text{GeO}_2$  từ dòng hơi, như trên, nhưng đồng thời hòa trộn với dòng nhiên liệu ( $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ) tạo thành ngọn lửa nung nóng thành vật liệu và tạo phản ứng hóa học (hình vẽ 6.5) để tạo phôi.

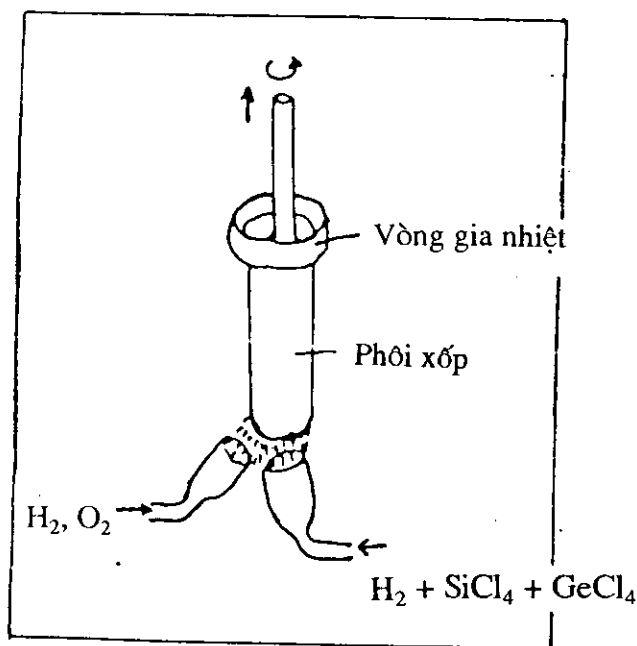


Hình 6.5. Phương pháp công nghệ chế tạo phôi OCVD

Hàm lượng các khí pha tạp trong dòng hơi cũng được tự động điều chỉnh để đạt dạng phân bố chiết suất theo thiết kế.

Trong công nghệ VAD thì dòng hơi và dòng nhiên liệu ( $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ) cùng cháy tạo ra các hạt  $\text{SiO}_2$  và  $\text{GeO}_2$  v.v... phun trên một mâm để từ đó hình thành phôi. Mâm vừa

quay vừa kéo lên qua một vòng nung, bởi vậy khử được các lỗ xốp và các bất hoàn hảo khác (xem hình 6.6.) trong thanh phôi.

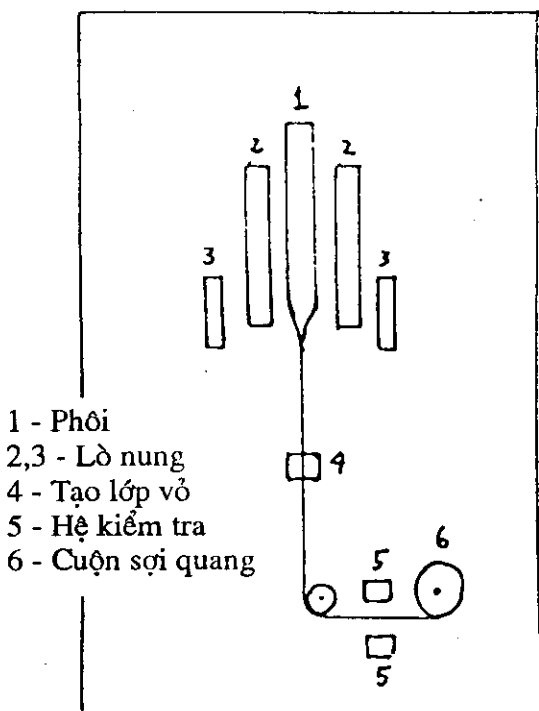


Hình 6.6. Công nghệ chế tạo phôi VAD

Cả ba phương pháp nói trên đã được cải tiến hoàn hảo để thanh phôi có phân bố chiết suất như thiết kế và chất lượng quang học cao.

### 3.2/ Chế tạo cáp quang

Từ các thanh phôi có phân bố chiết suất xác định, người ta kéo ra các sợi quang có phân bố chiết suất theo thiết kế trước. Các thanh phôi được đặt trong các lò nung để nâng cao nhiệt độ, phôi đặt thẳng đứng và ở đầu cuối của phôi đạt nhiệt độ nóng chảy và từ đó kéo ra sợi quang gồm

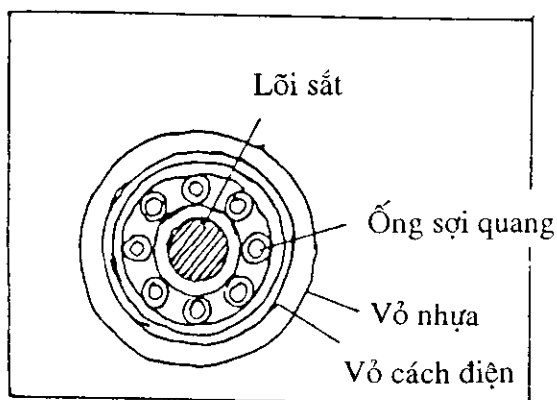


Hình 6.7. Sơ đồ thiết bị kéo sợi quang

lõi và lớp bọc. Sợi quang được kéo xuống phía dưới, được bọc lớp bảo vệ thứ nhất (lớp polime). Chất lượng của sợi: độ đồng đều về kích thước và phân bố chiết suất, chất lượng quang học v.v... được điều chỉnh và kiểm tra tự động. Các sợi quang kéo ra như vậy thường có chiều dài thích hợp cho việc làm các cáp quang, khoảng từ vài km đến hàng chục km.

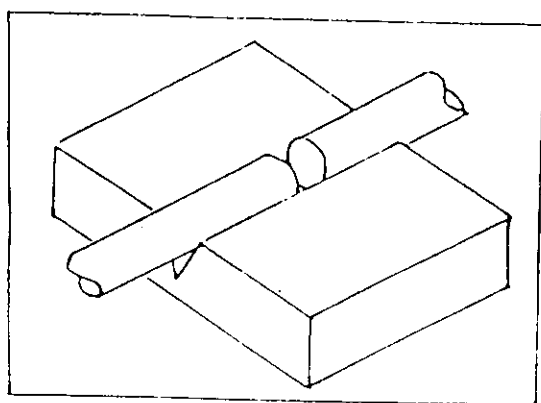
Cáp quang được chế tạo từ các sợi quang, tùy theo mục đích sử dụng có thể có nhiều loại gồm từ loại có vài sợi quang đến loại có vài chục sợi quang. Có các loại cáp quang biển (đại dương), treo hoặc chôn ngầm dưới đất; tùy





Hình 6.8. Mặt cắt ngang của một loại cáp quang

môi trường chúng hoạt động người ta chế tạo với các biện pháp bảo vệ cần thiết để cáp quang có thể làm việc lâu dài. Trước hết là cáp phải có độ bền, ít tạo ra các độ cong xoắn có thể ảnh hưởng đến các sợi quang bên trong. Muốn vậy ở giữa thường có một lõi thép, đến vòng đặt các ống chứa sợi



Hình 6.9. Rãnh chữ V để chuẩn bị nối sợi quang

quang, các lớp cách điện và bảo vệ, ống nhôm kín nước và ngoài cùng là lớp vỏ dày bảo vệ bằng chất dẻo, như trên hình vẽ 6.8. Trong cáp có thể có một số dây dẫn điện để tải dòng điện cung cấp nguồn cho các **bộ phục hồi**.

Vì sợi quang rất nhỏ và có lõi càng nhỏ, nên cách hàn nối, các chỗ ghép nối đòi hỏi độ chính xác rất cao, sao cho lõi nối với lõi, vỏ bọc nối với vỏ bọc. Mỗi chỗ hàn, ghép như vậy phải có độ suy hao nhỏ hơn vài phần mười của decibel (db). Bởi vậy phải có các thiết bị gá lắp sợi quang, định vị sợi quang, cắt sợi quang rất chính xác; các thiết bị hàn tự động và kiểm tra tự động các mối hàn v.v...

Hình vẽ 6.9 cho thấy nguyên tắc dùng các rãnh chữ V để chuẩn bị các mối hàn sợi quang được chính xác.

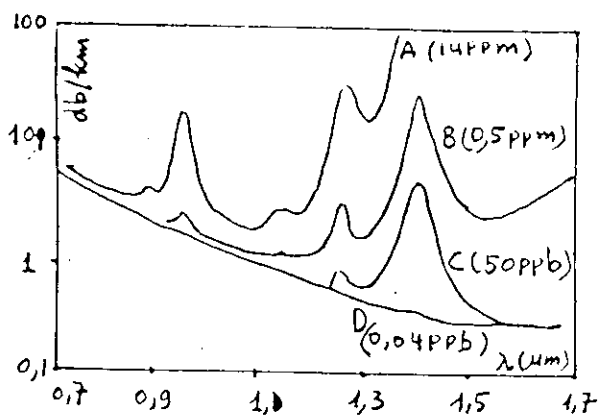
#### **4. Độ suy hao (loss) của sợi quang**

Độ suy hao của sợi quang là một thông số rất quan trọng. Nó phụ thuộc vào bước sóng của ánh sáng dùng để tải thông tin. Nó thường đo bằng lôga của tỉ lệ cường độ bức xạ sau khi đã truyền qua sợi quang 1 km và cường độ lúc ban đầu. Như thường lệ, số đó chia thành 10 decibel, và trong sợi quang thường dùng db/km để đo độ suy hao. Ví dụ sau khi truyền 1 km trong sợi quang cường độ tín hiệu giảm đi 10%, theo định nghĩa ở trên, độ suy hao sẽ là 0,46 db/km.

Độ suy hao của sợi quang chủ yếu gây ra bởi hai nguyên nhân: hấp thụ và tán xạ.

##### **4.1/ Hấp thụ bức xạ hồng ngoại**

Các sợi quang truyền bức xạ lade thường có bước sóng ở vùng hồng ngoại (khoảng  $0,7 \div 1,7 \mu\text{m}$ ). Đây cũng là vùng dải tần được nghiên cứu kỹ về hệ số **hấp thụ** của sợi quang.



Hình 6.10. Sự phụ thuộc của độ suy hao vào hàm lượng OH trong vật liệu sợi quang

Nguyên nhân hấp thụ thường gồm ba loại chủ yếu: hấp thụ riêng do sự chuyển dời của các điện tử, do kích thích các mức dao động của liên kết Si-O; hấp thụ do các tạp chất của các góc OH và các ion nguyên tử thuộc lớp chuyển tiếp; hấp thụ do các **tâm màu** (thường là các sai hỏng của mạng tinh thể hấp thụ mạnh bức xạ, ví dụ tâm F trong các tinh thể halôgenit kim loại kiềm - KCl, NaBr.



Hình 6.11. Độ suy hao cực tiểu trong sợi quang đơn mode ở bước sóng  $\lambda \approx 1,3 \mu\text{m}$  và  $\lambda \approx 1,5 \mu\text{m}$

Trong sợi quang thì vai trò của các gốc OH có vai trò quyết định đối với hệ số hấp thụ trong dải hồng ngoại. Trên hình vẽ 6.10 cho thấy sự thay đổi của dạng phổ suy hao phụ thuộc vào hàm lượng OH trong sợi quang.

Chúng ta sẽ thấy rằng các mũ cực đại của độ suy hao sẽ mất đi nếu hàm lượng OH rất thấp ( $< 0,04$  ppb).

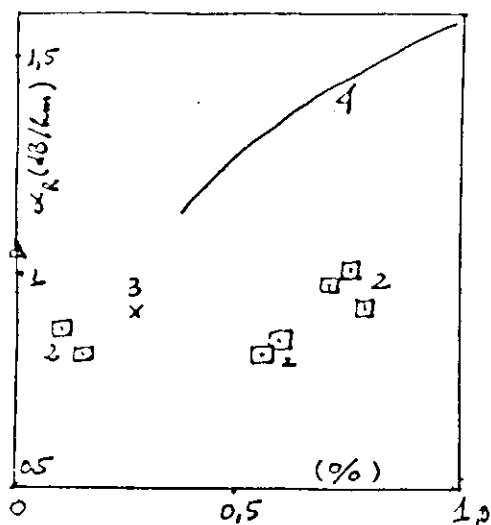
Với các sợi quang đơn mode thì khi giảm hàm lượng OH, có thể giảm độ suy hao xuống thấp hơn nữa, như trình bày trên hình 6.11. Ta thấy có hai cực tiểu của suy hao ở bước sóng  $\lambda \approx 1,3\mu\text{m}$  và đặc biệt là ở bước sóng  $\lambda \approx 1,55\mu\text{m}$ , có thể giảm độ suy hao xuống đến  $0,2$  db/km.

#### 4.2/ Tán xạ gây suy hao trong sợi quang

Tán xạ của các bức xạ truyền trong sợi quang cũng gây suy hao đáng kể. Có hai loại tán xạ: **tán xạ tuyến tính** và **tán xạ phi tuyến**. Tán xạ tuyến tính lại gồm hai loại. Đó là tán xạ trên các **bất hoàn hảo** của sợi quang, như các mặt biên giữa lõi và vỏ bọc có **độ gồ ghề** nào đó gây tán xạ. Loại tán xạ tuyến tính khác là tán xạ trên các bất đồng nhất trong vật liệu sợi quang, tức là tán xạ do các **thăng giáng của chiết suất**. Loại tán xạ tuyến tính này còn được gọi là tán xạ Rayleigh (Ray-lây). Các tán xạ phi tuyến là các quá trình nhiều photon hoặc có sự thay đổi năng lượng photon - tức là thay đổi tần số, ứng với **tán xạ Raman** và **tán xạ Brillouin**. Vì **tán xạ Rayleigh** đóng vai trò chủ yếu nên thường được xét chi tiết. Lý thuyết về tán xạ Rayleigh trong sợi quang cho ta biểu thức của độ suy hao do tán xạ Rayleigh  $\alpha_R$ .

$$\alpha_R = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n^8 p^2 k_B T \beta = \frac{A}{\lambda^4} \quad (6.2)$$

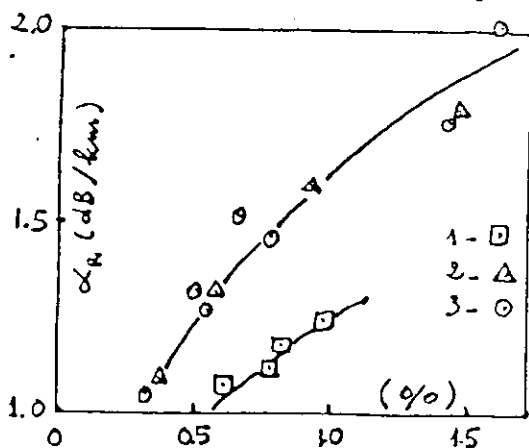
$$\text{với } A = \frac{8\pi^3}{3} n^8 p^2 k_B T \beta$$



Hình 6.12. Độ suy hao  $\alpha_R$  của một số vật liệu lõi

1.  $\text{SiO}_2$  tinh khiết      3.  $\text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$

2.  $\text{P}_2\text{O}_5 - \text{SiO}_2$       4.  $\text{GeO}_2 - \text{SiO}_2$



Hình 6.13. Độ suy hao  $\alpha_R$  của một số vật liệu sợi quang

1.  $\text{GeO}_2 - \text{P}_2\text{O}_5 - \text{SiO}_2$

2.  $\text{GeO}_2 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$

3.  $\text{GeO}_2 - \text{P}_2\text{O}_5 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$

trong đó  $n$  là chiết suất,  $p$  là hệ số **quang đàn hồi**,  $T$  là nhiệt độ của sợi và  $\beta$  là độ chịu nén đẳng nhiệt (isothermal compressibility). Khi vật liệu gồm nhiều cấu tử, trong (6.2) sẽ thể hiện thẳng giáng nồng độ cấu tử.

Trên hình vẽ 6.12 và 6.13 cho ta độ suy hao do tán xạ Rayleigh phụ thuộc vào loại vật liệu lõi và sự gia tăng tương đối của chiết suất lõi với lõi  $\text{SiO}_2$  tinh khiết.

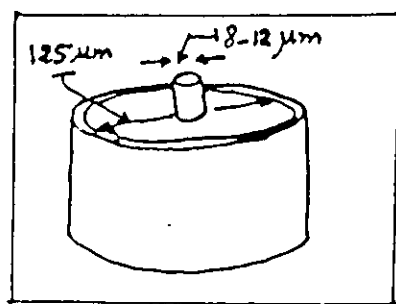
## II. ỨNG DỤNG CỦA SỢI QUANG TRONG VIỄN THÔNG

### 1. Sự truyền bức xạ lade trong sợi quang đơn một

#### 1.1/ Phương trình truyền bức xạ sợi quang lade trong sợi quang

Hiện nay xu hướng phát triển chung là ứng dụng sợi quang đơn một vì những ưu việt rất lớn của nó và sự khắc phục được những khó khăn công nghệ trong chế tạo vật liệu, hàn - nối v.v...

Dưới đây trình bày lý thuyết truyền sóng bức xạ lade trong sợi đơn một, dùng **hệ phương trình cổ điển**, các hiệu ứng lượng tử chỉ nói đến khi cần thiết. Dùng hệ đơn vị Gauss, dạng sợi quang đơn một đơn giản hóa như trên hình vẽ 6.14.



Hình 6.14. Dạng đơn giản hóa sợi quang đơn một

Trong sợi quang dùng **hệ phương trình Maxwell** trong các chất (có đối xứng trụ).

$$\begin{aligned}\vec{\nabla}\vec{E} &= \text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla}\vec{H} &= \text{rot}\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \\ \text{div}\vec{D} &= \rho \\ \text{div}\vec{B} &= 0\end{aligned}\tag{6.3}$$

trong đó, như thường lệ,  $\vec{E}$  là vectơ điện trường (vĩ mô),  $\vec{D}$  là vectơ điện cảm (còn gọi điện dịch),  $\vec{B}$  là vectơ độ từ cảm (trung bình vĩ mô),  $\vec{H}$  là vectơ từ trường,  $\vec{J}$  là vectơ mật độ dòng điện,  $\rho$  là mật độ điện tích. Vì sợi quang là điện môi ( $\text{SiO}_2$ ) nên mật độ điện tích và mật độ dòng điện (vĩ mô) đều triệt tiêu. Ngoài ra giữa  $\vec{D}$  và  $\vec{E}$ , cũng như giữa  $\vec{B}$ ,  $\vec{H}$  và  $\vec{M}$  (vectơ độ từ hóa) có các biểu thức liên hệ

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} \\ \vec{B} &= \mu_0\vec{H} + \vec{M}\end{aligned}\tag{6.4}$$

trong đó  $\vec{P}$  là vectơ phân cực điện môi,  $\epsilon_0$  là hằng số điện môi của chân không và  $\mu_0$  là độ từ thẩm của chân không (vật lý), chúng có liên hệ  $\epsilon_0\mu_0 = 1/c^2$  với  $c$  là vận tốc ánh sáng trong chân không. Vì sợi quang không có độ từ hóa nên  $\vec{M} = 0$ .

Lấy rot cả hai vế của phương trình Maxwell đầu và dùng các phương trình khác của (6.3) và (6.4) ta được biểu thức, sau khi thay  $\vec{B}, \vec{D}$  bằng các biểu thức của  $\vec{E}$  và  $\vec{P}$ :

$$\text{rotrot}\vec{E} = -\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0\frac{\partial^2\vec{P}}{\partial t^2}\tag{6.5}$$

Nếu bỏ qua các cơ chế phi tuyến, chỉ giữ lại các tác động tuyến tính giữa độ phân cực  $\vec{P}$  và điện trường  $\vec{E}$ , ta có thể viết

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi(t-t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt \quad (6.6)$$

trong đó  $\chi$  gọi là **độ cảm điện**

Thay (6.6) vào (6.5) và thực hiện **phép biến đổi Fourier** cả hai vế, thu được

$$\text{rot rot } \vec{E}(\vec{r}, \omega) = -\epsilon_r(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}, \omega) \quad (6.7)$$

trong đó  $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$  là biến đổi Fourier của  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  và

$$\epsilon_r(\omega) = 1 + \chi(\omega) \quad (6.8)$$

với  $\chi(\omega)$  là biến đổi Fourier của  $\chi(t)$ , cụ thể là:

$$E(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\vec{r}, t) \exp(i\omega t) dt \quad (6.9a)$$

$$\chi(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi(t) \exp(i\omega t) dt \quad (6.9b)$$

Vì độ suy hao  $\alpha$  khá thấp, như đã thấy ở mục 6.2, nên có thể coi

$$\epsilon_r(\omega) \approx n^2(\omega) \quad (6.10)$$

Với các gần đúng như trên, có thể suy ra:

$$\text{div } \vec{D}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_r(\omega) \text{div } \vec{E}(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (6.11)$$

Từ (6.7), (6.10) và (6.11) có biểu thức sau:

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}, \omega) + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (6.12a)$$

$$\Delta \vec{H}(\vec{r}, \omega) + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (6.12b)$$

Vì tính đối xứng trụ của sợi quang, chọn nghiệm của các phương trình (6.12) dưới dạng các hàm trụ  $\Psi(R, \theta, z)$  với



$(R, \theta, z)$  là các tọa độ trụ.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + n^2 \frac{\omega^2}{c^2} \Psi = 0 \quad (6.13)$$

Trong 6 thành phần của  $\vec{E}$  và  $\vec{H}$  ta thấy chỉ có hai thành phần độc lập (vì có các liên hệ qua các phương trình Maxwell). Chọn Ez và Hz làm các thành phần độc lập, nghiệm của (6.13) có thể viết dưới dạng hàm trụ

$$Ez(\omega) = \Psi(R, \theta) \exp[i(b(\omega)z - \omega t)] \quad (6.14a)$$

$$\Psi(R, \theta) = e^{im\theta} \Psi(R) \quad (6.14b)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi(R)}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi(R)}{\partial R} + \left[ n^2 k_o^2 - b^2 - \frac{m^2}{R^2} \right] \Psi(R) = 0 \quad (6.14c)$$

trong đó  $k_o = \frac{\omega_o}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_o}$ ,  $\omega_o$  là tần số ứng với tâm vạch phổ bức xạ truyền trong sợi quang,  $b = (2\pi / \lambda)n$  là hằng số truyền bức xạ theo chiều z.

Trong lõi sợi, nghĩa là  $R \leq a$  (a: bán kính lõi sợi quang), ta có

$$Ez(\omega) = E_m^o(g_o R) e^{im\theta} e^{i(bz - \omega t)} \quad (6.15a)$$

$$Hz(\omega) = H_m^o(g_o R) e^{im\theta} e^{i(bz - \omega t)} \quad (6.15b)$$

Trong lớp vỏ thì nghiệm (khi  $R \geq a$ ), ta có

$$Ez(\omega) = E_m^1 K_m(g_1 R) e^{im\theta} e^{i(bz - \omega t)} \quad (6.16a)$$

$$Hz(\omega) = H_m^1 K_m(g_1 R) e^{im\theta} e^{i(bz - \omega t)} \quad (6.16b)$$

Trong các nghiệm (6.15a) - (6.16b), các đại lượng  $E_m^o$ ,  $H_m^o$ ,  $E_m^1$ ,  $H_m^1$  là các hằng số;  $J_m$ ,  $K_m$  là các hàm Bessel bậc m;  $g_o$ ,  $g_1$  là các hệ số cho bởi biểu thức

$$g_o = (n_o^2 k_o^2 - b^2)^{1/2} \quad (6.17a)$$

$$g_1 = (b^2 - n_1^2 k_0^2)^{1/2} \quad (6.17b)$$

trong đó  $n_0, n_1$  là chiết suất trong lõi và lớp vỏ của sợi quang.

## 1.2/ Các mode sóng truyền trong sợi quang

Các điều kiện để cho sóng bức xạ được "dẫn" là  $g_0$  và  $g_1$  phải có giá trị thực và các hàm (6.15 a, b), (6.16 a, b) phải có giá trị liên tục tại biên giới của lõi và lớp vỏ ( $R = a$ ). Trong trường hợp mà độ chênh tương đối của chiết suất lõi và lớp vỏ rất nhỏ ( $|(n_0 - n_1)/n_0| \ll 1$ ) thì điều kiện sóng dẫn thể hiện bằng phương trình đặc trưng, có dạng như sau:

$$\frac{J_{m+1}(g_0 a)}{g_0 a J_m(g_0 a)} = \pm \frac{K_{m+1}(g_1 a)}{g_1 a K_m(g_1 a)} \quad (6.18)$$

Hàng dấu ( $\pm$ ) phía trên ứng với mode gọi là mode HE khi thành phần Hz có giá trị áp đảo. Hàng dấu phía dưới ứng với mode EH, khi mà Ez có giá trị áp đảo.

Thông thường phương trình (6.18) với mỗi giá trị của  $m$  có thể có một số nghiệm. Các nghiệm này được đặc trưng bằng cặp chỉ số là các số nguyên ( $m, n$ ) ký hiệu là  $HE_{mn}$  hoặc  $EH_{mn}$  (ký hiệu chung  $b_{mn}$ ).

Dưới đây ta xét điều kiện của sự truyền đơn mode, nó phải thỏa mãn là mode dẫn vừa phải đảm bảo tập trung chủ yếu cường độ ở trong lõi, tức là cường độ giảm nhanh khi đi ra khỏi tâm lõi tiến về phía lớp vỏ. Một mode có tần số gọi là tần số ngắt khi trường của nó không lan sang lớp vỏ bọc.

Tần số ngắt của mode đầu tiên (nghĩa là điều kiện truyền đơn mode) được xác định bằng biểu thức gần đúng của hàm Bessel  $K_m$  (hàm Bessel biến thể) khi  $g_1 a \ll 1$ , nghĩa là

$$K_m(g_1 a) \cong \frac{2^{m-1}}{g_1 a^m} (m-1)! \quad (6.19)$$

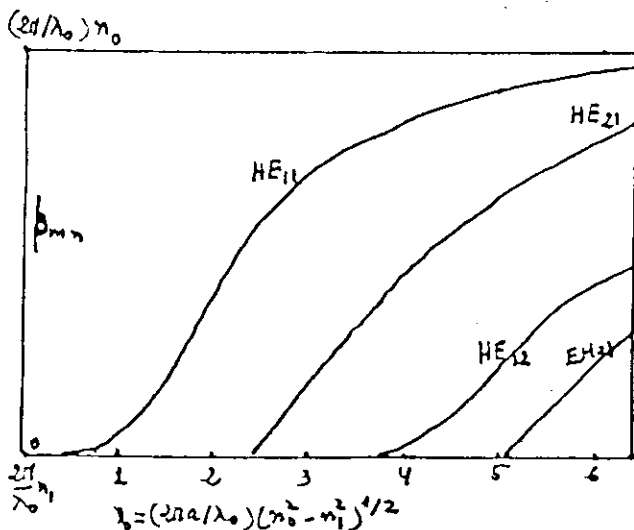
Thay (6.19) vào (6.18), được cho dạng  $HE_{mn}$  (với  $m > 1$ )

$$2(m-1)J_{m-1}(g_0 a) = g_0 a J_m(g_0 a) \quad (6.20)$$

Giải (6.20) có **điều kiện ngắt** là:

$$J_{m-2}(g_0 a) = 0$$

Ở bậc thấp nhất ( $m = 1, n = 1$ ) có một  $HE_{11}$  gọi là một cơ bản. Muốn cho truyền đơn một thì các bậc cao hơn đều không thỏa mãn điều kiện ngắt (6.21), tức là  $J_0(g_0 a) = 0$  và  $g_0 a = 2,405$  là giới hạn cuối cùng của truyền đơn một.



Hình 6.15. Các một truyền trong sợi quang

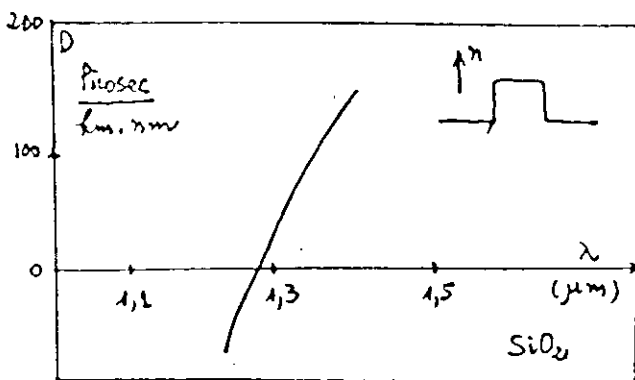
Trên hình vẽ 6.15 có các đồ thị biểu diễn các một truyền trong sợi quang. Trục ngang biểu thị các giá trị của

tần số chuẩn  $\nu_0 = (2\pi a / \lambda_0) \cdot (n_0^2 - n_1^2)^{(1/2)}$ , trục đứng biểu thị các giá trị của hằng số truyền  $b_{mn}$  của các mode tương ứng với các chỉ số  $(m, n)$ ,  $b_{mn}$  có giá trị thay đổi từ  $(2\pi / \lambda_0)n_1$  đến  $(2\pi / \lambda)n_0$ . Trên hình vẽ 6.15 cũng có các mode mà vectơ điện vuông góc với phương truyền (TE - Transverse Electric) hoặc mode mà vectơ từ trường vuông góc với phương truyền (TM - Transverse Magnetic), chúng ứng với  $HE_{on}$  và  $EH_{on}$ .

Tóm lại có thể nói rằng với một bước sóng bức xạ xác định  $\lambda$ , nó sẽ được truyền dưới dạng đơn mode khi giảm đường kính lõi xuống (vào cỡ  $\lambda$ ) hoặc độ chênh tương đối của chiết suất lõi và vỏ bọc  $[(n_0 - n_1) / n_0]$ , hoặc là giảm cả hai.

### 1.3/ Tán sắc

Khi bức xạ mode truyền trong sợi quang còn có hiện tượng có thể gây khó khăn cho sự truyền thông tin là **hiện tượng tán sắc**, nghĩa là vạch phổ của bức xạ mode có bề rộng xác định dẫn đến sự làm méo các xung mode truyền trong sợi quang.



Hình 6.16. Sự phụ thuộc  $D(\lambda)$  trong sợi quang  $SiO_2$  cho chiết suất bậc thang

Hiện tượng tán sắc phụ thuộc vào bản chất của vật liệu. Sự phụ thuộc của chiết suất vào tần số của bức xạ truyền trong môi trường của lõi sợi quang cho bởi biểu thức:

$$n_0^2(\omega) = 1 + \sum_{i=1}^j \frac{B_i \omega_i^2}{\omega_i^2 - \omega^2} \quad (6.22)$$

trong đó  $\omega_i$  là tần số của cực đại thứ  $i$  trong phổ hấp thụ và  $B_i$  là hằng số tương ứng với  $\omega_i$ .

Mặt khác **đặc trưng tán sắc** của lõi sợi quang được xác định bởi thông số  $D(\lambda)$ , cho bởi biểu thức

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d \lambda^2} \quad (6.23)$$

Đơn vị để đo  $D(\lambda)$ , theo (6.23), thường là picosec/km.nm tức là một xung bức xạ có vạch phổ rộng một nanomet, sau khi truyền 1 Km sẽ bị mở rộng ra một picosec. Thông thường trong thạch anh tinh khiết  $D(\lambda) = 0$  khi  $\lambda \approx 1,27 \mu m$  và ta ký hiệu **bước sóng không có tán sắc** là  $\lambda_D$ . Khi có pha tạp thêm  $GeO_2, P_2O_5, B_2O_3 \dots$  vào  $SiO_2$  thì  $\lambda_D$  sẽ sai lệch với giá trị trên. Như vậy bằng cách pha tạp ta có thể dời  $\lambda_D$  đến bước sóng ứng với suy hao cực tiểu như  $1,55 \mu m$ . Trên hình vẽ 6.16 cho đồ thị biến đổi của  $D(\lambda)$  theo  $\lambda$ , trong sợi quang, bằng  $SiO_2$  tinh khiết có chiết suất bậc thang.

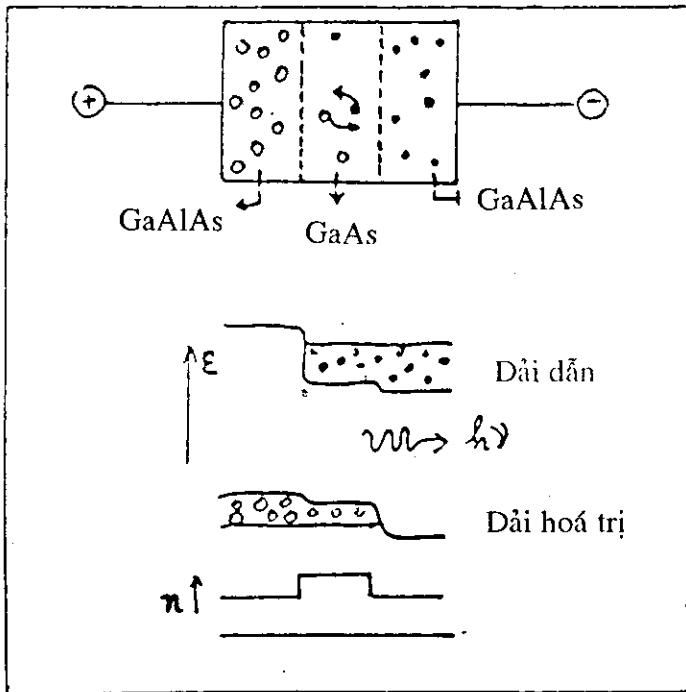
## 2. Những dụng cụ phát, thu bức xạ trong thông tin sợi quang

Để thực hiện truyền thông tin bằng sợi quang, cần có những dụng cụ quang điện tử đặc biệt để phát, thu và xử lý các tín hiệu bức xạ truyền qua sợi quang. Trong các dụng cụ phát bức xạ mang thông tin vào sợi quang thì quan trọng nhất là các điốt phát sáng (Light Emitting Diode - LED)

hoặc các điốt lade (Laser Diode - LD). Các dụng cụ quang điện tử thu bức xạ mang thông tin thường là điốt nhạy quang (Photodiode) và điốt dòng thác (Avalanche diode). Dưới đây trình bày những nguyên tắc cơ bản về hoạt động của chúng cũng như một số đặc tính kỹ thuật.

### 2.1/ Điốt phát sáng LED

Sự phát ra bức xạ của các điốt bán dẫn là kết quả của sự tái hợp hạt dẫn điện tử và lỗ. Khi điện tử ở dải dẫn và lỗ ở dải hóa trị tái hợp với nhau sẽ phát ra bức xạ có năng



Hình 6.17. Nguyên lý hoạt động của LED bán dẫn

lượng photon  $\epsilon$  bằng bề rộng của dải cấm ( $h$  - hằng số Planck,  $\nu$  tần số bức xạ

$$h\nu = \epsilon_g$$

$$\text{hay là} \quad \varepsilon_g (eV) = \frac{1,24}{\lambda (\mu m)} \quad (6.24)$$

trong đó  $\varepsilon_g$  là bề rộng dải cấm (tính bằng eV) và  $\lambda$  tính bằng  $\mu m$ .

Trong kết cấu thực tế điốt bán dẫn phát sáng LED được chế tạo bằng phương pháp **nuôi cấy** (epitaxy) nhiều lớp có tính dẫn p, n lần lượt liên tiếp, tạo ra nhiều lớp chuyển p-n. Khi tác dụng một điện thế thuận, tạo ra dòng điện cũng là dòng các hạt dẫn tái hợp ở **vùng hoạt động** sát lớp chuyển. Từ đó phát ra bức xạ ánh sáng. Dạng cụ thể của loại LED thông dụng hiện nay trình bày sơ lược trên hình vẽ (6.17). Nó gồm hai **lớp chuyển p-n dị chất GaAlAs|GaAs|GaAlAs** khi tác dụng điện thế thuận, các hạt dẫn điện tử và lỗ đến tái hợp ở lớp hoạt tính (GaAs) và phát ra ánh sáng có bước sóng  $\approx 0,85 \mu m$ . Ánh sáng phát ra thuộc vào vùng hồng ngoại và là ánh sáng **phát xạ tự phát**. Nguyên tắc mô tả trên đây của LED ứng dụng với các vật liệu khác sẽ thu được các dụng cụ phát xạ ánh sáng với các bước sóng khác nhau. Bảng 6.2 cho thấy một số vật liệu chính thuộc  $A_3B_5$  để chế tạo LED và bước sóng ánh sáng tương ứng. Ngoài việc ứng dụng trong thông tin sợi quang LED còn được dùng trong rất nhiều lĩnh vực khác như trong các thiết bị đo, điều khiển tự động, các bộ hiển thị vv...

## 2.2/ Lade điốt

Như đã trình bày ở chương V về lade bán dẫn, để điốt có thể phát bức xạ lade thì năng lượng bơm phải tạo được nghịch đảo mật độ và các tổn hao xảy ra trong vật liệu phải được bù lại. Như vậy dòng điện qua một lade điốt cụ thể phải vượt qua một giá trị ngưỡng nào đó  $I_c$  thì bức xạ lade mới có thể được phát ra. Nếu gọi A là tiết diện ngang của lade điốt (cùng hoạt tính) thì mật độ dòng ngưỡng cho bởi

biểu thức

$$J_c = \frac{I_c}{A} = \frac{g_c}{\beta} = \frac{1}{\beta} \left[ \alpha + \frac{1}{2L} \ln \left( \frac{1}{r_1 r_2} \right) \right] \quad (6.25)$$

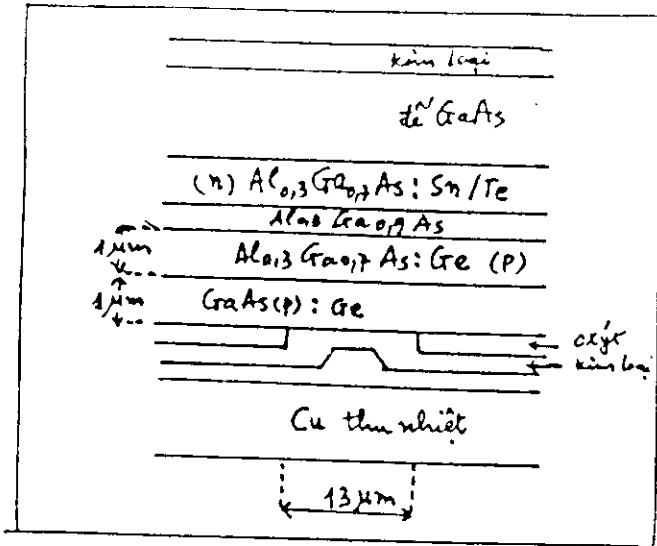
trong đó  $J_c$  là mật độ dòng ngưỡng,  $g_c$  là độ tăng ích quang (optical gain) ngưỡng đo số photon sinh ra do một photon cảm ứng ở trạng thái tới ngưỡng,  $\beta$  là một hệ số,  $\alpha$  là hệ số hấp thụ của vật liệu vùng hoạt tính,  $L$  là chiều dài của kênh phát lade (khoảng  $400 \div 800 \mu\text{m}$ );  $r_1, r_2$  là hệ số phản xạ của các mặt đầu và mặt cuối của kênh phát lade (như gương cộng hưởng, chúng thường có giá trị khoảng 0,3 và ứng với mặt tinh thể (110)).

Bảng 6.2

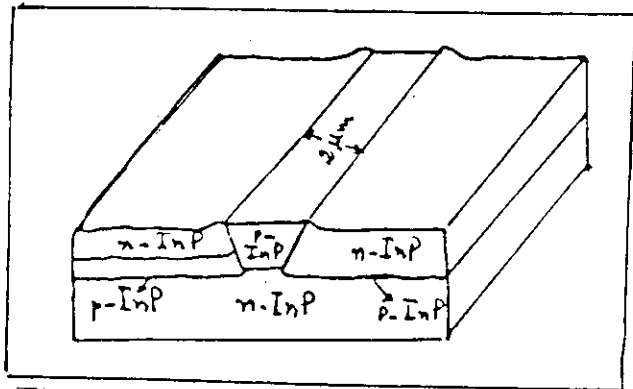
Vật liệu V. L. đế	Vùng ánh sáng ứng dụng
GaAs/AlGaAs InP/InGaAsP	Viễn thông, đĩa quang ... LED hồng ngoại Lade ( $1 \div 1,6 \mu\text{m}$ )
InGaAlAs/InGaAs	Điốt thu quang $1,67 \div 2,4 \mu\text{m}$
InGaAs/InP	$1 \div 1,67 \mu\text{m}$ điốt thu quang
InAlAs/InP	Lade $1 \div 1,25 \mu\text{m}$
GaP/GaP	LED $0,5 \div 0,7 \mu\text{m}$
AlGaAs/GaAs	LED, Lade $0,67 \div 0,98 \mu\text{m}$
GaAs/GaAs	LED, Lade $0,85 \mu\text{m}$
ZnSe/ZnSe	Lade $0,4 \div 0,6 \mu\text{m}$

Các lade điốt có tính ưu việt cao hơn hẳn các điốt phát sáng LED, chúng có dải tần rộng  $1,3 \div 1,67 \mu\text{m}$ , vạch phổ rất hẹp ( $< 3\text{nm}$ ) trong khi bức xạ của các LED có vạch phổ

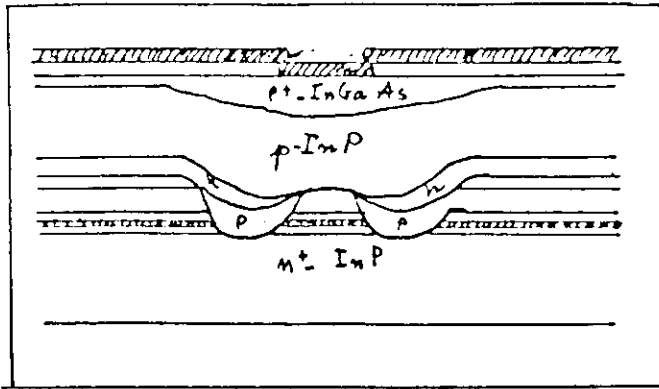




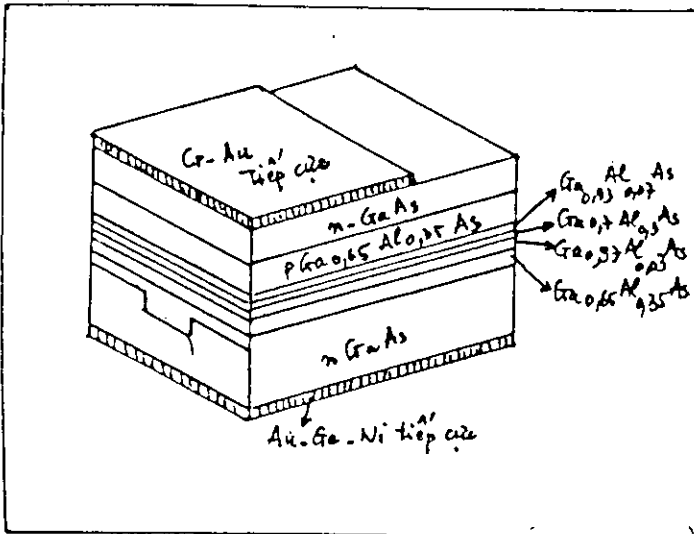
Hình 6.18a. Lade điốt có dải oxít đơn giản  
(Diode Heterostructure - DH)



Hình 6.18b. Lade có lớp chuyển dị chất ngầm  
(Buried Heterostructure Laser - BH)



Hình 6.18c. Lade có 2 kênh phẳng ngầm (Double channel buried Heterostructure - DCPBH)



Hình 6.18d. Lade có phân bố phản hồi (Distributed Feedback - DF)

khoảng  $75 \pm 100nm$ . Nhờ đặc điểm trên của lade điốt thông tin sợi quang được phát triển hết sức nhanh.

Các lade điốt còn được dùng hết sức rộng rãi trong công nghệ nghe nhìn với các đĩa compact và trong hàng loạt các lĩnh vực khác (y tế, đo lường, điều khiển v.v...).

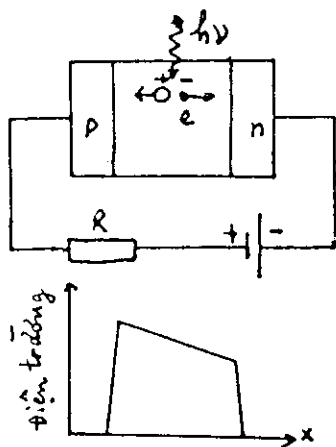
Trên các hình 6.18a, b, c, d trình bày sơ lược kết cấu các lớp của các lade điốt bán dẫn thường dùng hiện nay.

### 2.3. Điốt quang (Photodiode)

Dụng cụ bán dẫn nhạy quang dùng để thu các tín hiệu truyền qua sợi quang thường là **điốt quang** bán dẫn. Có hai loại: **điốt quang loại PIN** và **điốt quang loại thác lũ** (Avalanche Photodiode - APD).

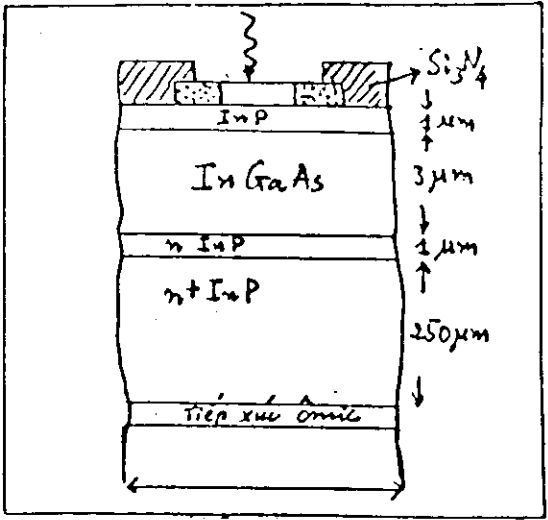
#### a) Điốt quang loại PIN

Để thu các tín hiệu bức xạ thường dùng lớp chuyển  $p-n$  phân cực ngược trong các điốt bán dẫn. Nếu bức xạ có năng lượng bằng hoặc lớn hơn bề rộng dải cấm của bán dẫn thì photon sẽ bị hấp thụ để sinh ra cặp lỗ - điện tử. Các cặp

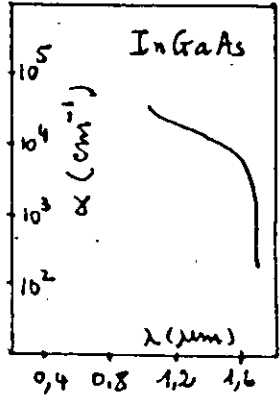


Hình 6.19. Nguyên lý điốt quang loại PIN

lỗ, điện tử này được sinh ra trong vùng nghèo hạt dẫn nên bị tách ra và kéo về hai phía dưới tác dụng của trường phân cực tại lớp chuyển (hình vẽ 6.19).



Hình 6.20a. Sơ đồ cấu trúc điốt PIN (n) InP-I nGaAs (i)-InP(p)



Hình 6.20b. Hệ số hấp thụ  $\alpha(\lambda)$  của InGaAs

Để tránh hiện tượng hấp thụ photon ngoài vùng nghèo và các cặp lỗ - điện tử không bị dịch nhanh về hai phía, làm giảm hiệu suất lượng tử, người ta tạo ra trong lớp chuyển một lớp thứ ba pha tạp rất yếu (hầu như là chất bán dẫn tinh khiết, chưa bị pha tạp - Intrinsic semiconductor) xen kẽ giữa lớp bán dẫn loại P và lớp bán dẫn loại n. Như vậy sẽ làm cho lớp nghèo được mở rộng và tác động lên mọi cặp lỗ - điện tử. Do cấu trúc ba lớp như trên nên loại điốt quang này gọi là **điốt quang loại PIN**. Chúng được chế tạo trên cơ sở hợp chất bán dẫn  $A_3B_5$  loại tác động nhanh như GaAs (pha tạp In, P...). Thời gian đáp ứng có thể từ  $30 \div 50$  picosec ứng với bề rộng dải thông khoảng  $3 \div 5$  Ghz (có điốt quang loại PIN đạt tới bề rộng dải thông 70 GHz).

Hiệu suất lượng tử của điốt PIN cho bởi biểu thức

Số cặp lỗ - điện tử sinh ra trong một đơn vị thời gian

$$\eta = \frac{\text{Số cặp lỗ - điện tử sinh ra trong một đơn vị thời gian}}{\text{Số photon chiếu vào trong một đơn vị thời gian}}$$

Số photon chiếu vào trong một đơn vị thời gian

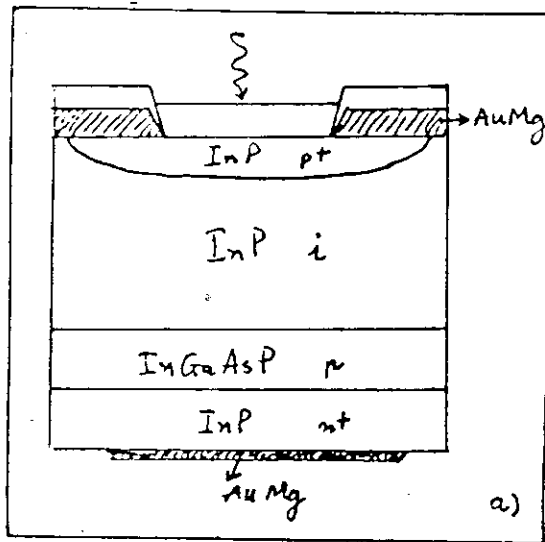
trong đó  $\eta$  gọi là hiệu suất lượng tử của điốt PIN, nó luôn  $< 1$  vì có một số photon chiếu ra ngoài vùng nghèo và không được hấp thụ để tạo ra cặp lỗ - điện tử. Sự phụ thuộc của  $\eta$  vào năng lượng photon (bước sóng bức xạ) thông qua hệ số hấp thụ  $\alpha(\lambda)$ . Nếu gọi  $P_i$  là công suất bức xạ tới (vùng nghèo), số không được hấp thụ là  $P_i \exp[-\alpha(\lambda)\delta]$  với  $\delta$  là chiều sâu thâm nhập của photon, khi đó công suất được hấp thụ bằng  $[1 - \exp(-\alpha(\lambda)\delta)] \cdot P_i$  thay vào trên ta có

$$\eta = 1 - \exp[-(\alpha(\lambda)\delta)] \quad (6.26)$$

Từ (6.26) thấy  $\eta$  biến thiên từ 0 (nếu  $\alpha = 0$ ) đến 1 (khi  $\delta \gg 1$ ). Hình vẽ 6.20 cho sơ đồ của điốt PIN InP - InGaAs - InP và đồ thị cho  $\alpha(\lambda)$  của InGaAs.

### b) Điốt quang loại APD

Điốt ADP có cơ chế hoạt động giống như điốt PIN, chỉ khác ở chỗ là ngoài lớp (i) còn thêm lớp thứ 4. Các hạt dẫn được tăng tốc trong lớp thứ 4 này tới năng lượng có thể ion hóa và tạo ra **dòng thác lũ**. Như vậy độ tăng ích dòng quang điện tử rất lớn, sau đó mới được khuếch đại ở bộ tiền khuếch đại tại đầu ra của điốt. Hiện tượng **tự khuếch đại** trong điốt APD có thể dẫn đến sự **đánh thủng điốt** nếu không hạn chế dòng dẫn. Muốn vậy phải giữ cho thế tác động luôn luôn nhỏ hơn khoảng 10% mức có thể gây ra dòng đánh thủng.

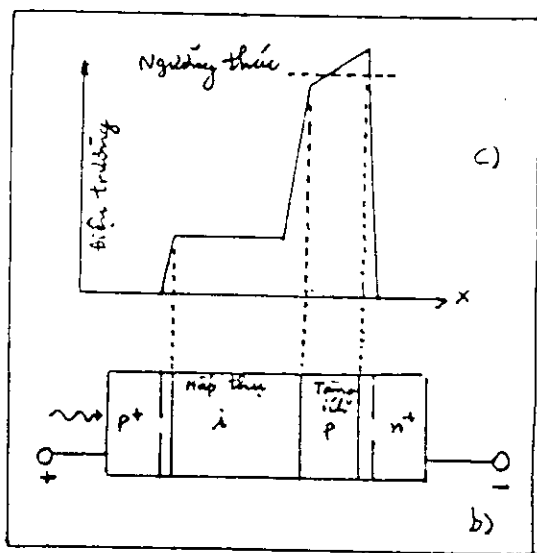


Hình 6.21. Điốt quang APD a) Cấu trúc các lớp bán dẫn

Với các điốt quang còn dùng đại lượng **suất ứng đáp** (responsivity)  $\mathfrak{R}$  để đặc trưng độ nhạy quang, nó liên hệ với hiệu suất lượng tử bằng biểu thức

$$\mathfrak{R} \frac{h\nu}{e} = \eta \quad (6.27)$$

Suất ứng đáp  $\mathfrak{R}$ , theo 6.27, trong hệ đơn vị SI, đo bằng đơn vị ampe/oát (A/W).



Hình 6.21. Điốt quang APD b) Sơ đồ nối dòng

c) Phân bố điện trường trong các lớp

Trong điốt APD thì suất ứng đáp lại phụ thuộc vào thời gian theo độ tăng ích về dòng (số hạt dẫn sinh ra do một photon hấp thụ). Độ tăng ích về dòng  $M$  (+) tức thời có thể thăng giáng xung quanh một giá trị trung bình xác định (giá trị này thường có giá trị từ 30 đến 100). Vậy có thể viết suất ứng đáp lúc  $t$  bằng

$$\mathfrak{R}(t) = kM(t) \quad (6.28)$$

$k$  là hệ số, nó bằng suất ứng đáp khi  $M$  bằng đơn vị.

Từ (6.28) có thể viết biểu thức của dòng điốt APD trung bình

$$I_{APD} = k\overline{MP}_i \quad (6.29)$$

trong đó  $\overline{M}$  là giá trị trung bình của  $M(t)$ . Một dạng cụ thể của cấu trúc điốt APD làm việc với  $\lambda$  từ  $1,3\mu\text{m} \div 1,55\mu\text{m}$  cho trên hình vẽ 6.21 a-c.

c) *Tiếng ồn, độ bit sai (bit error rate - BER) trong các dụng cụ thu quang điện tử*

Do bản chất lượng tử của các photon và chuyển động nhiệt của các điện tử, chuyển động của chúng chứa nhiều yếu tố ngẫu nhiên, do đó gây ra tiếng ồn trong các bộ thu quang điện tử. Như trên đã nói, có thể tách ra thành **tiếng ồn quang** và **tiếng ồn nhiệt**. Các dòng photon khi bắn vào các dụng cụ thu quang điện tử, do tính phân bố ngẫu nhiên luôn gây ra tiếng ồn gọi là **tiếng ồn quang** (còn gọi là **tiếng ồn bắn** - shot noise - là vì số photon bắn vào có số lượng thay đổi ngẫu nhiên). Tiếng ồn quang của các dụng cụ thu quang điện tử phụ thuộc phức tạp vào kết cấu, đặc tính của vật liệu và dải thông, nói chung tiếng ồn quang tăng lên theo dải thông (bandwidth).

**Tiếng ồn nhiệt** là do chuyển động nhiệt mang tính ngẫu nhiên của các hạt dẫn. Nói chung tiếng ồn nhiệt cũng tăng lên theo dải thông và nhiệt độ hoạt động của dụng cụ.

Tiếng ồn đóng vai trò rất quan trọng trong việc hoàn thiện tính năng của các dụng cụ thu quang điện tử. Đó là một chuyên đề lớn của điện tử học lượng tử.

Trong thông tin liên lạc số hóa hiện đại, các tín hiệu được mã hóa thành các xung để truyền đi, tới các dụng cụ thu, ta thu được một dãy các xung. Khi dòng điện nhỏ hơn một giá trị nào đó (hoặc rất nhỏ) ta gọi là xung "0", còn khi dòng lớn hơn một giá trị nào đó hoặc sát với một mức quy định ta gọi là xung "1". Như vậy dòng thông tin truyền đi thể hiện bằng các dãy xung (0, 1), ta gọi là các bit (binary



digit) bit được gọi là đơn vị cơ bản của thông tin truyền đi. Trong khi truyền như vậy có khi xảy ra dạng sai như sau: khi truyền là xung "0" nhưng khi thu lại thành ra "1", như vậy sai một bit, hoặc sai ngược lại. Để đặc trưng độ tin cậy của một kênh thông tin người ta dùng đại lượng **độ bit sai BER** được định nghĩa như sau:

$$BER = p(1)p(1 \rightarrow 0) + p(0)p(0 \rightarrow 1) \quad (6.30)$$

trong đó  $p(0), p(1)$  là xác suất từ gốc gửi đi xung "0" hoặc xung "1";  $p(1 \rightarrow 0)$  là xác suất khi gửi đi xung "1" mà ở nơi nhận thành ra xung "0";  $p(0 \rightarrow 1)$  là xác suất khi gửi đi xung "0" và ở nơi nhận thành ra xung "1".

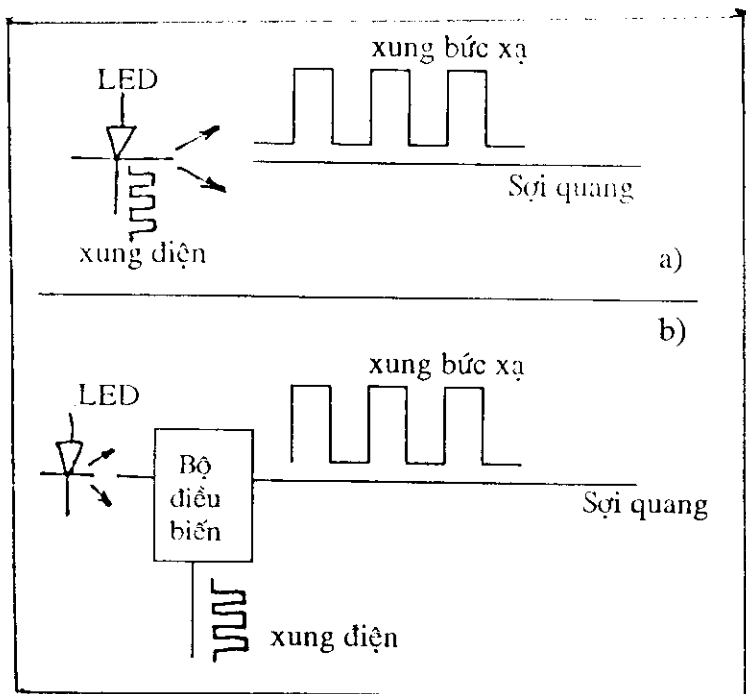
BER của một kênh thông tin phụ thuộc vào chất lượng của toàn bộ các thiết bị tham gia. Muốn tăng độ tin cậy, tức là giảm BER phải đặc biệt chú ý đến việc giảm tiếng ồn, các can nhiễu và mọi loại gây méo tín hiệu.

Độ tin cậy của các hệ thống tin hiện đại thường phải đạt BER thấp hơn  $10^{-9}$ .

#### **2.4/ Nguyên tắc điều biến quang**

Bức xạ của các LED hoặc lade điôt phát vào sợi quang đóng vai trò sóng mang. Muốn đưa thông tin vào các sóng mang đó để truyền đi xa thì phải điều biến chúng, gọi là **điều biến quang**.

Điều biến quang trong thời kỳ đầu thực hiện bằng cách dùng xung điện của tín hiệu cần truyền cho tác động trực tiếp vào mạch điện làm việc của LED hoặc lade, qua đó làm điều biến ánh sáng mà chúng phát ra. Cách làm đó có nhược điểm lớn là gây tác động mất ổn định chế độ làm việc của nguồn phát bức xạ mang. Bởi vậy ngày nay chuyển sang điều biến ngoài. Như vậy bức xạ mà nguồn phát phóng ra, trước khi truyền vào sợi quang phải qua một hệ điều biến, như trình bày trên hình vẽ 6.22. Có ba cách điều biến



Hình 6.22. a) Điều kiện trực tiếp

b) Điều biến ngoài

quang: điều biên, điều pha và điều tần.

Trong phương pháp điều biên (còn gọi khóa dịch biên độ - Amplitude shift keyed, ASK) thì tín hiệu quang truyền đi có dạng

$$E(t) = |A(t)| \cos(2\pi\nu t + t) \quad (6.31)$$

trong đó biên  $|A(t)|$  mang thông tin bằng cách lấy giá trị "0" hoặc "1" trong chu kỳ của một bit. Nếu truyền theo điều biến ADK đa mức thì  $A(t)$  có thể lấy nhiều giá trị trong một chu kỳ bit.

Bộ điều biến được dùng hiện nay gồm nhiều loại, bán dẫn, điện môi v.v... Một trong các loại đó là **kênh dẫn quang** bằng  $LiNbO_3$  có khuếch tán Ti. Kênh dẫn quang này có thể, dưới tác dụng của **hiệu ứng điện - quang**, đóng mở

để tạo ra các xung bức xạ tương ứng với các xung điện mang tín hiệu.

Trong phương pháp **điều pha** (còn gọi là khoá dịch pha - PSK phase shift keyed) tín hiệu bức xạ được truyền đi có dạng

$$E(t) = |A| \cos\{2\pi\nu t + \varphi(t)\} \quad (6.32)$$

trong đó biên  $|A|$  giữ không đổi, còn pha  $\varphi$  lấy hai giá trị "0" hoặc " $\pi$ " trong một chu kỳ bit. Bộ điều biến ngoài ở đây cũng có thể dùng kênh dẫn quang  $LiNbO_3$  có pha tạp Ti.

Trong phương pháp **điều tần** (còn gọi là khoá dịch tần - FSK: Frequency shift keying), bức xạ truyền có dạng

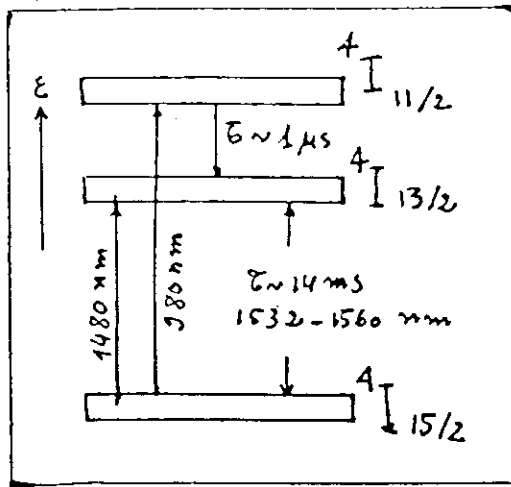
$$E(t) = |A| \cos\{2\pi(\nu \pm \delta)t + \varphi\} \quad (6.33)$$

trong đó biên độ  $|A|$  pha  $\varphi$  không đổi, tần số sẽ tăng lên  $+\delta$  hoặc giảm đi  $-\delta$  ứng với giá trị "0" hoặc "1" trong một chu kỳ bit. Từ (6.33) ta cũng có thể thấy  $E(t) = |A| \cos\{2\pi\nu t + (\varphi + 2\pi\delta t)\}$  giống như (6.32), vậy bộ điều biến ngoài dùng cho PSK cũng có thể dùng cho FSK.

### 3. Khuếch đại quang và kỹ thuật quang tích hợp (Integrated Optics)

#### 3.1. Khuếch đại quang

Trong kỹ thuật truyền thông tin, bằng sợi quang, dù có giảm độ suy hao xuống rất thấp, trên khoảng đường dài tín hiệu vẫn giảm xuống mức mà muốn truyền tiếp tục thì phải phục hồi lại bằng các **bộ phục hồi** (repeater). Các bộ phục hồi này phải được cung cấp năng lượng điện. Vấn đề này không khó khăn khi cáp quang đi trên đất liền; nhưng với các cáp quang đi qua đại dương thì phải có dây dẫn kim loại và các nguồn điện để cung cấp năng lượng cho các bộ phục hồi làm cho hệ thống trở nên phức tạp và tốn kém.



Hình 6.23. Sơ đồ năng lượng của các ion  $Er^{3+}$  trong sợi quang

Người ta đã nghiên cứu thay các bộ phục hồi bằng các **khuếch đại quang**, nghĩa là sau một khoảng truyền xác định tín hiệu lại truyền qua một bộ **khuếch đại quang** không cần dùng năng lượng điện. Hiện đã có nhiều loại khuếch đại quang bắt đầu được sử dụng, dưới đây chỉ nói về loại sợi quang khuếch đại có pha tạp Erbi. Trong sợi quang có pha tạp Erbi các ion  $Er^{3+}$  tạo ra các mức như trình bày trên hình 6.23.

Thường dùng bức xạ bơm có bước sóng 980 nm để tạo nghịch đảo mật độ giữa các mức  $4I_{13/2}$  và  $4I_{15/2}$  với thời gian sống cỡ 14 msec. Bề rộng phổ của vạch 1536 nm rất hẹp nên pha tạp ngoài Er các ion khác ( $Al_2O_3$ ) có thể làm cho vạch phổ này rộng ra và thực hiện được sợi khuếch đại quang pha tạp Er (Erbium - Doped Fiber Amplifier - EDFA). Cùng với  $Al_2O_3$  pha tạp  $Er^{3+}$  với hàm lượng 1000 ppm. Có thể đạt độ tăng ích với loại sợi khuếch đại quang EDFA đến 23 dB với bề rộng dải tần 35 nm với sợi dài 1m được bơm bởi bức xạ 950 nm với công suất bơm

17,8 dBm. Độ tăng ích cực đại là 31,5 dB với bước sóng 1532 nm. Độ tăng ích bão hòa khi công suất bơm 31,8 dBm (1,5W).

### **3.2. Sơ lược về kỹ thuật quang tích hợp**

Từ khi phát triển kỹ thuật vi điện tử, nhất là từ khi sợi quang được ứng dụng rộng rãi trong công nghệ thông tin, đã xuất hiện các ý tưởng về kỹ thuật **quang tích hợp**. Điều này có nguyên nhân kỹ thuật là trên đường truyền thì photon được sử dụng để truyền tải thông tin, nhưng ở phần xử lý (thu, điều biến khuếch đại, phân kênh, chuyển kênh v.v...) thì chủ yếu dùng điện tử. Bởi vậy cần phải có các bộ phận chuyển đổi điện tử  $\leftrightarrow$  photon (quang điện tử). Điều này hiển nhiên dẫn đến sự giảm tốc độ, tăng suy hao, tăng nhiễu v.v... và làm giảm hiệu quả. Ý tưởng về quang tích hợp là tích hợp trên một tấm mạch (chip) các phần tử xử lý thông tin, chủ yếu dùng photon. Công nghệ chế tạo các tấm mạch như vậy cũng giống như đối với kỹ thuật vi điện tử, được thực hiện đồng thời theo từng lớp. Ngoài ra việc sử dụng photon có ưu điểm lớn so với điện tử là tốc độ cao hơn nhiều mặc dầu việc dùng trường điện từ để điều khiển dòng photon thì phức tạp hơn đối với dòng điện tử. Khi phần lớn các khâu của công nghệ thông tin đều sử dụng photon (đã có ý tưởng gọi ngành kỹ thuật này là **kỹ thuật quang tử** - photonics, việc tích hợp giữa truyền dẫn, xử lý, lưu trữ thông tin v. v... sẽ thực sự tạo ra một bước đột biến mới của lĩnh vực này và do đó ảnh hưởng đến nhiều ngành kinh tế - xã hội.

Trong thời gian qua, theo hướng nói trên, nhiều kết quả nghiên cứu quan trọng đã được đưa vào ứng dụng, ví dụ: các cấu trúc dẫn quang phức tạp (Waveguide structure), các bộ thu dẫn quang hai chiều, các khuếch đại quang, các

bộ lọc quang cộng hưởng nhiều kênh, các bộ điều biến âm - quang và điện - quang v.v...

Cũng trong thời gian trên nhiều loại vật liệu đã được phát hiện đáp ứng các yêu cầu của kỹ thuật quang tích hợp. Đó là các loại bán dẫn và bán dẫn hợp chất như GaAs, InP, InGaAsP, GaAlAs, ...; một số điện môi như thủy tinh thạch anh  $\text{SiO}_2$  (có pha tạp chất:  $\text{GeO}_2$ ,  $\text{B}_2\text{O}_3$ , Er...)  $\text{LiNbO}_3$  (pha tạp Ti, ...); một số polime như polycarbonat, các loại polyethylene làm sợi quang và cáp quang...

Nhìn một cách tổng quát, quang tích hợp là một kỹ thuật rất có triển vọng. Tuy nhiên cho đến nay vẫn chưa xuất hiện phần tử có vai trò cơ bản của kỹ thuật đó (giống như các mạch IC đối với kỹ thuật điện tử bán dẫn).

Chắc chắn rằng nếu có xuất hiện trong tương lai kỹ thuật quang tử (photonics) thì vẫn song song tồn tại kỹ thuật điện tử (electronics), nhất là trong các lĩnh vực quan trọng của công nghệ thông tin như mạng dữ liệu - máy tính đa nhiệm (B - ISDN).

### ***Tài liệu tham khảo***

[1] Amorphous and Microcrystalline Semiconductor Devices, Optoelectronic Devices, J. Kanicki Editor, Artech 1995.

[2] R. Marz, Integrated Optics, Artech, 1995.

[3] Báo cáo Hội nghị quốc tế APPSITT, 13 - 14 tháng 3, 1997, ĐH Bách Khoa Hà Nội - Appstitt Proceedings 13 - 15 March 1997, Hanoi Technology University.

## MỤC LỤC

	Trang
<b>Lời nói đầu</b>	5
<b>Chương I. <i>Cấu trúc vật rắn</i></b>	7
I. Cấu trúc tinh thể của vật rắn	8
II. Liên kết giữa các nguyên tử và phân tử trong vật rắn	13
III. Cấu trúc của các chất	33
IV. Cấu trúc vô định hình	39
<b>Chương II. <i>Các phương pháp nghiên cứu cấu trúc vật rắn</i></b>	56
I. Các phương pháp nhiễu xạ	59
II. Nghiên cứu cấu trúc bằng phương pháp hiển vi	69
III. Một số phương pháp phân tích bề mặt	85
<b>Chương III. <i>Cấu trúc dải năng lượng điện tử trong chất rắn vô định hình</i></b>	98
I. Lý thuyết cấu trúc dải năng lượng điện tử trong tinh thể. Trường tự hợp	98
II. Lý thuyết cấu trúc dải năng lượng điện tử trong chuẩn tinh thể	105
III. Phương pháp biến phân để xác định cấu trúc của năng lượng điện tử trong chất rắn vô định hình	109
IV. Mẫu Anderson, Mott	113
V. Dải năng lượng phonon trong chất rắn vô định hình	121
VI. Một số hiện tượng động (vận chuyển) trong chất rắn vô định hình	125
VII. Chuyển pha cách điện - dẫn điện (hoặc phi kim loại - kim loại) trong chất rắn vô định hình	130

VIII. Thủy tinh kim loại và thủy tinh spin	132
<b>Chương IV. Bán dẫn vô định hình (VDH)</b>	137
I. Bán dẫn vô định hình: công nghệ chế tạo, cấu trúc và phân loại	137
II. Cấu trúc dải năng lượng và độ dẫn của bán dẫn vô định hình. Hiệu ứng đảo mạch và nhớ	142
III. Tính chất quang học của bán dẫn vô định hình	157
IV. Silic vô định hình và thủy tinh Chalcogenide	163
V. Siêu mạng bán dẫn	173
<b>Chương V. Chất rắn dùng làm máy phát lượng tử (MPLT)</b>	182
I. Lý thuyết Einstein (Anhxtanh) về phát xạ và hấp thụ của hệ nguyên tử	182
II. Lý thuyết về hấp thụ và bức xạ cảm ứng	186
III. Nguyên lý hoạt động của máy phát lượng tử	191
IV. Máy phát lượng tử Made	194
V. Máy phát lượng tử Lade	200
<b>Chương VI. Sợi quang và ứng dụng trong viễn thông</b>	222
I. Sợi quang: tính chất, phân loại và công nghệ chế tạo	222
II. Ứng dụng của sợi quang trong viễn thông	237



# **VẬT RẮN VÔ ĐỊNH HÌNH VÀ CÔNG NGHỆ CAO**

**NHÀ XUẤT BẢN LAO ĐỘNG - HÀ NỘI 1998**

---

*Chịu trách nhiệm xuất bản:* **MAI THANH**

*Phụ trách bản thảo:* **TRẦN DŨNG**

*Biên tập:* **HỒNG HẠNH**

*Bìa và trình bày:* **NGUYỄN THỊ HÒA**

*Sửa bản in:* **ỦY BAN KHOA HỌC, CÔNG  
NGHỆ VÀ MÔI TRƯỜNG**

---

*In 500 cuốn khổ 14,5 x 20,5 cm tại Xưởng in Giao thông Vận tải. Giấy*

*Giấy phép xuất bản số 54-1076/CXB ngày 29.11.1996.*

*In xong và nộp lưu chiểu quý 4-1998.*

