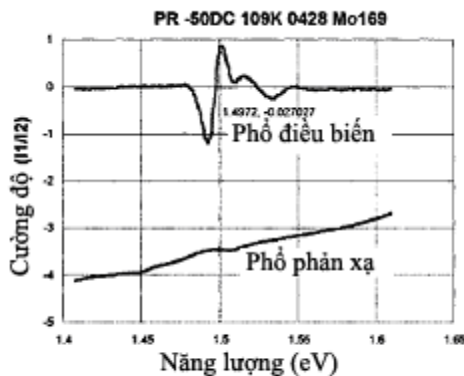


Chúng tôi có dịch vụ dịch tiếng Anh chuyên ngành trực tuyến miễn phí. Chi tiết xin truy cập: http://www.mientayvn.com/dich_tieng_anh_chuyen_nghanh.html

Quang phổ học bán dẫn

1. Giới thiệu

Quang phổ học bán dẫn được ứng dụng rộng rãi trong bán dẫn, tuy thế nó cũng được dùng nghiên cứu kim loại và các hợp chất hữu cơ. Nó liên quan đến một kỹ thuật phân tích trong đó vi phân của hấp thụ (hoặc truyền qua) theo bước sóng, hoặc hàm biến đổi môi trường thu vào như hình dạng của các nhiễu loạn tuần hoàn, ví dụ như áp lực, kích thích quang, kích thích điện trường, kích thích từ trường, kích thích nhiệt. Đối với nhiễu loạn này, trong vùng mà các dịch chuyển quang học có xác suất xảy ra cao, nghĩa là, những nhiễu loạn các phép biến đổi tuần hoàn, các dịch chuyển quang học có biến đổi trong cấu trúc vùng có thể có một phần phụ toàn phần bằng kỹ thuật lock-in. Biến đổi điện và biến đổi quang học biến đổi đồng bộ vì nhiễu loạn này phá vỡ tính đồng nhất của bán dẫn, nó cho chúng ta biết các thông tin liên quan đến cấu trúc vùng và phân bố năng lượng. Biến đổi bước sóng, và áp lực không phá vỡ tính đồng nhất của bán dẫn. Hình 1 so sánh phổ phản xạ toàn phần và phổ biến đổi quang học trong vùng lân cận của vùng cấm tại nhiệt độ gần biên vùng của GaAs.



Hình 1. So sánh phổ điều biến quang và phổ phản xạ toàn phần tại 109K của GaAs trong vùng lân cận bờ hấp thụ cơ bản.

Các công trình đầu tiên về nghiên cứu các kỹ thuật biến đổi quang học của các vật liệu bán dẫn được thực hiện bởi B.O.Seraphin, và M.Cardona (1).

Đây chúng ta sẽ mô tả các thí nghiệm và nhiễu loạn của các kỹ thuật, và sau đó giới thiệu một số chi tiết về các thí nghiệm biến đổi quang học.

2. Hàm biến đổi môi trường và hấp thụ

Chúng ta sẽ khảo sát mối liên hệ giữa các tham số môi trường, hấp thụ và hấp thụ và hàm biến đổi môi trường, và sự biến đổi của hàm biến đổi môi trường như hình dạng của các dịch chuyển vùng - vùng trong bán dẫn như thế nào.

Khi một chùm photon đi vào môi trường vật chất, nó sẽ bị suy yếu và biến đổi phân bố.

Công thức của chùm suy yếu là $I = I_0 e^{-\alpha x}$, đây I là cường độ ánh sáng truyền qua, I_0 là cường độ ban đầu, α là hệ số hấp thụ, và x là quãng đường đi trong môi trường.

trợ. Theo công thức Fresnel, hệ số phản xạ là $R = \left| \frac{\hat{n} - 1}{\hat{n} + 1} \right|^2$, đây \hat{n} là chiết suất phức phụ thuộc tần số. Vùng quan tâm trong nghiên cứu này thường trong khoảng năng lượng gần và trên khe năng lượng cấm. Bởi vì vùng óh p th m nh, nên các nghiên cứu sử dụng phương pháp phản xạ. Khi ánh sáng tới vuông góc, hệ số phản xạ theo chiết suất, và hệ số truyền κ là:

$$R = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} \quad (1)$$

Hệ số truyền liên quan hệ số phản xạ qua công thức,

$$\kappa = \frac{c\alpha}{2\pi\omega}, \quad \text{đây } \omega \text{ là tần số}$$

Do đó hệ số phản xạ có thể viết là:

$$R = \frac{(n-1)^2 + \left(\frac{c\alpha}{2\pi\omega}\right)^2}{(n+1)^2 + \left(\frac{c\alpha}{2\pi\omega}\right)^2} \quad (2)$$

Do đó, các hằng số n và κ có liên quan như sau trong môi trường ε :

$$n^2 - \kappa^2 = \varepsilon \quad (3)$$

2.1. HỆ THỨC KRAMER – KRONIG

Nếu chúng ta nghiên cứu hệ số trong môi trường, $\hat{\varepsilon} = \hat{n}^2$, các phần thực và phần ảo, ε_r và ε_i có mối quan hệ phụ thuộc lẫn nhau có thể biểu diễn qua công thức Kramers – Kronig.

Phần thực của hệ số trong môi trường có thể viết là:

$$\varepsilon_r(\omega) - 1 = \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\omega' \varepsilon_i(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (4)$$

P là giá trị chính Cauchy của tích phân:

$$P \int_0^{\infty} \equiv \lim_{a \rightarrow 0} \left(\int_0^{\omega-a} + \int_{\omega+a}^{\infty} \right)$$

Hệ số phản xạ, $\alpha(\hbar\omega)$, hoặc $\alpha(E)$, đây E là năng lượng photon. Phương trình (5) có thể viết lại theo hệ số truyền κ , và phần thực của chiết suất:

$$n(E) - 1 = \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{E' \kappa(E')}{E'^2 - E^2} dE' \quad (5)$$

Và bởi vì $\kappa(E') = \frac{\hbar c \alpha}{4\pi E'}$, theo hệ số phản xạ trở thành:

$$n(E) - 1 = \frac{ch}{2\pi^2} P \int_0^\infty \frac{\alpha(E')}{E'^2 - E^2} dE'. \quad (6)$$

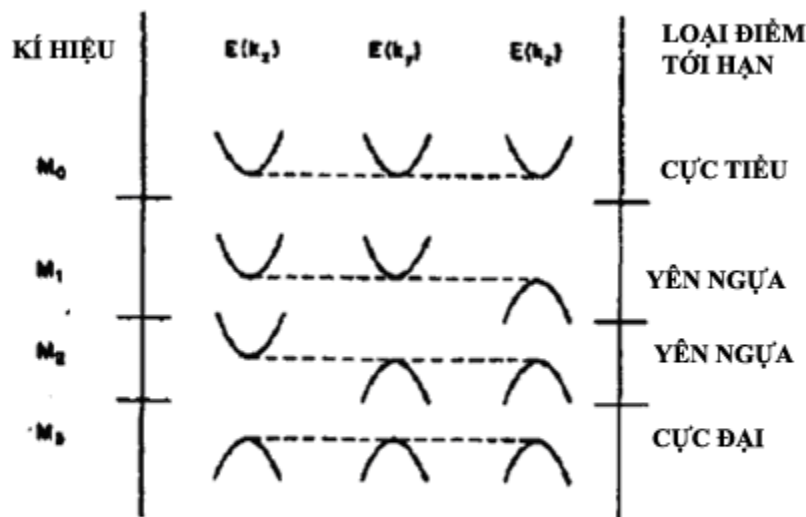
Lấy tích phân, phương trình này trở thành

$$n(E) - 1 = \frac{ch}{2\pi^2} P \int_0^\infty \ln \frac{1}{E'^2 - E^2} \frac{d\alpha(E')}{dE'} dE' \quad (7)$$

Hỗ số p thì, $\alpha(E')$ phụ thuộc vào mật độ trạng thái có điều kiện phụ thuộc và trở thành liên tục

$$\nabla_k [E_c(k) - E_v(k)] = 0$$

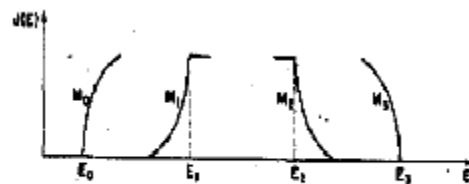
E_c và E_v tương ứng là năng lượng vùng dẫn và vùng hóa trị tối thiểu trong vùng Brillouin. Những mật độ này gọi là các mật độ Hove hoặc các mật độ van Hove. Trong không gian ba chiều, có 4 loại mật độ van Hove (Hình 2.1)



Hình 2.1. Các điểm tới hạn ứng với $\nabla_k E(k) = 0$

Giả sử rằng $\alpha(E')$ phụ thuộc vào mật độ trạng thái có điều kiện phụ thuộc, trong vùng lân cận của các mật độ Hove, số hạng logarit trong phương trình (8) liên và số hạng số hạng $\frac{d\alpha(E')}{dE'}$ trở nên chi phối.

Do đó, bởi vì mật độ trạng thái phụ thuộc vào năng lượng của mật độ trong bán kính mật độ (hình 2.2), $\frac{d\alpha(E')}{dE'}$ liên và



Hình 2.2. Mật độ trạng thái quang học đối với 4 loại điểm tới hạn chính

đang trên E_0 và dưới E_1 và âm trên E_2 và dưới E_3 .

Do đó (xem phương trình 8) sự phân bố các điện tử ở E_0 và E_1 và các điện tử ở E_2 và E_3 . Hơn nữa, có thể chứng minh rằng các điện tử chuyển từ các vùng parabol qua mức khe

đang trên E_g thu được giá trị của $\alpha(E)$ tỉ lệ với $(E - E_g)^{1/2}$. Do hàm, $\frac{d\alpha(E)}{dE}$ tỉ lệ với

$(E - E_g)^{-1/2}$ cho thấy mật độ điện tử ở E_g . Vì vậy để chuyển về hàm $\alpha(E)$ tỉ lệ với

$(E - E_g)^{3/2}$ và vì vậy các điện tử chuyển gián tiếp $\alpha(E)$ tỉ lệ với $(E - E_g)^2$, và $\frac{d\alpha(E)}{dE}$

tỉ lệ với n_0 tỉ lệ với mật độ điện tử.

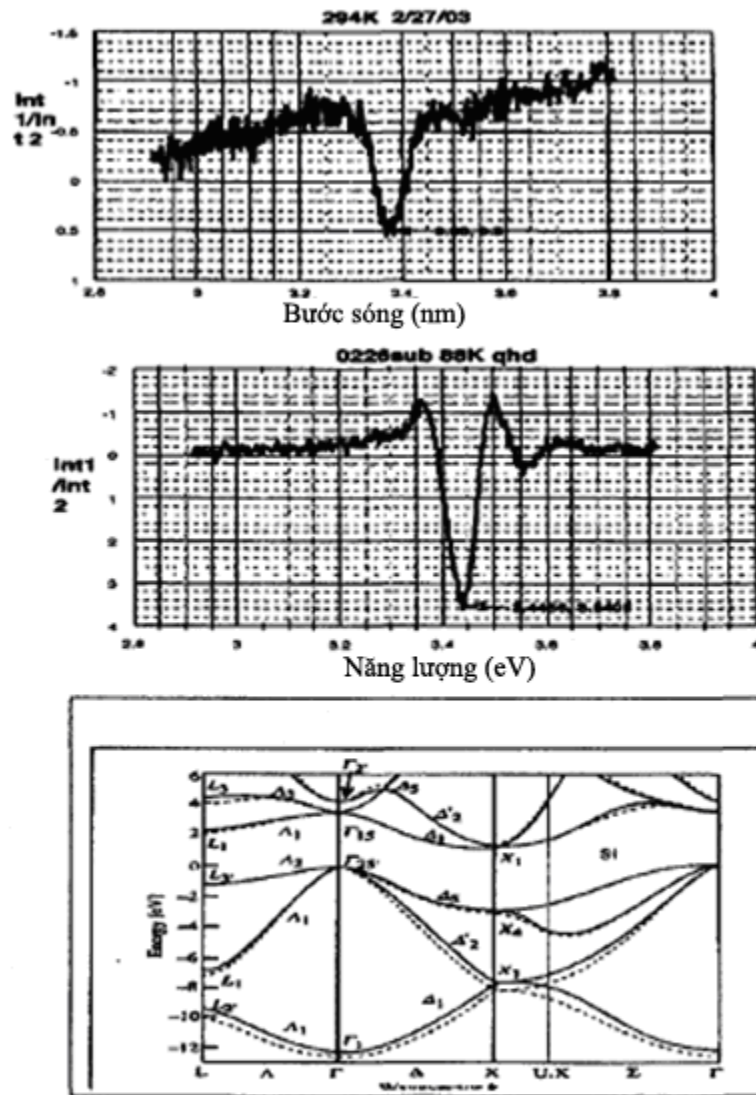
Vì thế chỉ cần tính toán khi nào hàm mật độ điện tử theo ω đi qua mức các điện tử. Các tính toán này được trình bày trong phần tiếp theo (học phần tiếp theo). Nếu bây giờ chỉ cần tính toán hoàn chỉnh như trên trong các trường hợp, nó trở nên rất dễ dàng trong tính toán (phương trình 7)

$$n(E) - 1 = \frac{ch}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\alpha(E', 0)}{E'^2 - E^2} dE' + \frac{ch}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\alpha(E', E)}{E'^2 - E^2} dE' \quad (8)$$

Vì thế sẽ thay thế là:

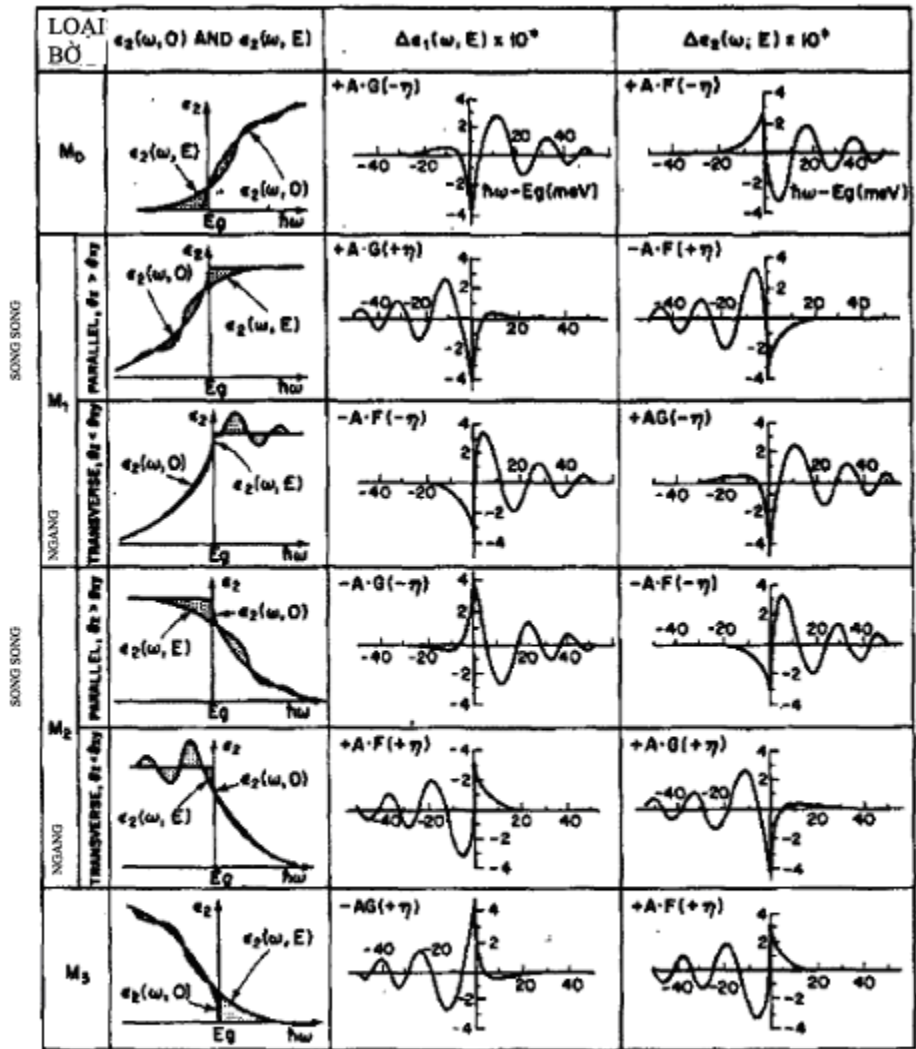
$$\Delta n(E, E) = \frac{ch}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Delta \alpha(E', E) E}{E'^2 - E^2} dE'. \quad (9)$$

Cấu trúc vùng của silic tinh thể đơn, và hai phân tử ở 88 K và cái còn lại ở 294 K được biểu diễn trong hình 3. Chúng ta thấy rằng sự chuyển đổi từ Γ trong cấu trúc vùng gián tiếp về các điện tử ở Γ_{2500} và nhận được sự chuyển đổi là Γ_{20} . Chúng cách nhau khoảng 3.38 eV ở tinh thể đơn. Các điện tử trong phần hình 3 nằm ở khe vùng valence, tinh thể đơn, chúng nằm ở khoảng cách các điện tử.



Hình 3. Cấu trúc vùng và phổ điều biến điện ở 294K và 88K tại điểm tới hạn

Hamakawa và các cộng sự đã tính toán độ phân cực của hệ thống trong môi trường ϵ_1 và ϵ_2 khi có và không có điện trường (hình 4). Các hệ số Δn và $\Delta\alpha$ sẽ biểu diễn cùng một sự phụ thuộc hàm số.



* DẠNG PHỔ CỦA $\Delta\epsilon_1(\omega, E)$ AND $\Delta\epsilon_2(\omega, E)$ ĐƯỢC TÍNH TẠI ĐIỀU KIỆN : $\hbar\delta = 10 \text{ meV}$, $E_g = 0.6 \text{ eV}$ AND $B=1$, HERE $\eta = (\hbar\omega - E_g)/\hbar\delta$, $A = (B - \delta^{1/2})/\omega^2$

Hình 4. Sự thay đổi cảm ứng trường của hằng số điện môi tại các loại bờ khác nhau (4)

Serapin (5) đã tách ra các thành phần của hàm Green trên ví dụ áp dụng hệ thức Kramers-Kronig và thay thế hàm Green theo năng lượng, theo sự thay đổi giá trị của chỉ số và hệ số truyền,

$$\frac{\Delta R}{R} = A \frac{ch}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(E') dE'}{E'^2 - E^2} + \frac{ch}{2E} B \Delta\alpha(E) \tag{10}$$

ây

$$A = \frac{n^2 - k^2 - 1}{[(n+1)^2 + k^2][(n-1)^2 + k^2]}$$

$$B = \frac{2nk}{[(n+1)^2 + k^2][(n-1)^2 + k^2]}$$

A và B chính là các “hệ Seraphin”.