

# KHẢO SÁT PHỔ HẤP THỤ CỦA CHẤM LƯỢNG TỬ PHÒNG CẦU DẠNG DỆT

*Hoàng Sỹ Tài*

*Trường Đại học Quảng Bình*

**Tóm tắt.** Trong gần đúng khối lượng hiệu dụng cho điện tử (hay lỗ trống), khi không có trường ngoài, bỏ qua các tương tác và nhiễu loạn, trạng thái của chấm lượng tử phòng cầu dạng dệt được xét trong hệ tọa độ phòng cầu dạng dệt. Trị riêng và hàm riêng của bài toán thu được sau khi khai triển và tính số trên máy tính cấu hình phổ thông, đã được áp dụng để khảo sát phổ hấp thụ của chấm lượng tử phòng cầu dạng dệt.

**Từ khóa:** Chấm lượng tử, phòng cầu, phổ hấp thụ, dạng dệt

## 1. GIỚI THIỆU

Cấu trúc thấp chiều hình thành khi ta hạn chế chuyển động của các điện tử theo ít nhất là một hướng trong phạm vi khoảng cách cỡ bước sóng De Broglie của nó. Việc giải phương trình Schrodinger cho thấy số chiều đóng một vai trò quan trọng trong phổ năng lượng của hệ. Tùy theo số chiều mà hạt tải có thể chuyển động tự do. Người ta chia vật liệu bán dẫn làm bốn loại: bán dẫn khối, giếng lượng tử (quantum well), dây lượng tử (quantum wire) và các chấm lượng tử (quantum dot – QD). Trong QD các hạt bị giới hạn theo cả 3 chiều trong không gian và vì thế chỉ tồn tại các trạng thái có năng lượng gián đoạn trong không gian. Phổ năng lượng liên tục chuyển thành các mức năng lượng gián đoạn cả ba chiều [1].

QD thường là tinh thể bán dẫn, có kích thước cỡ nm, có thể chứa từ 1-1000 điện tử. Trong QD, các mức năng lượng của hệ bị lượng tử hóa. Thời gian sống phát xạ của QD dài do đó làm tăng xác suất hấp thụ tại các bước sóng ngắn hơn và làm cho phổ hấp thụ mở rộng. Do năng lượng vùng cấm quyết định bước sóng phát xạ photon, nên có thể kiểm soát bước sóng phát xạ qua kích thước của hạt nano. Phổ hấp thụ rộng của các QD cho phép ta kích thích tại cùng một bước sóng, kích thích cùng lúc các QD kích thước khác nhau trong vùng phổ rộng. Các nghiên cứu về QD bắt đầu từ năm 1986, số các công trình tăng nhanh hàng năm, cho đến nay đã có nhiều công bố về ứng dụng của QD trong các lĩnh vực như các linh kiện chuyển đổi năng lượng mặt trời, các linh kiện quang điện tử, các detector siêu nhạy, các linh kiện phát sáng, trong các ứng dụng y – sinh [6], [7], các cảm biến sinh học nano [8].

Những năm gần đây có rất nhiều công bố về các vấn đề liên quan, trong đó phải kể đến công trình của A. Gusev và đồng nghiệp [2] thực hiện, sử dụng lý thuyết nhiễu loạn được xây dựng trong khuôn khổ của khai triển Kantorovich và phương pháp đoạn nhiệt. Các giá trị riêng và hàm riêng thu được đã được áp dụng để phân tích các đặc điểm phổ và tính chất quang của các chấm lượng tử phòng cầu trong điện trường đều. Công trình của G. Cantele và đồng nghiệp [3] nghiên cứu chuyển động của hạt chỉ giới hạn trong một chấm lượng tử phòng cầu bằng tính số và phương pháp biến phân. Các

tác giả thấy rằng các mức năng lượng giới hạn của từng trạng thái được suy biến khác với các chấm lượng tử hình cầu và được giải thích do kết quả của hiệu ứng biến dạng hình học và thể tích gây ra.

Trong nghiên cứu này, chúng tôi sử dụng phương pháp gần đúng khối lượng hiệu dụng kết hợp tính số, các kết quả hàm riêng và trị riêng thu được sẽ được áp dụng để khảo sát phổ hấp thụ của một số bán dẫn chấm lượng tử phỏng cầu dạng dẹt điển hình trong thể vô hạn.

## 2. CƠ SỞ LÝ THUYẾT VÀ PHƯƠNG PHÁP NGHIÊN CỨU

### 2.1. Bài toán biên cho chấm lượng tử phỏng cầu dạng dẹt trong gần đúng khối lượng hiệu dụng

Trong gần đúng khối lượng hiệu dụng, xét chấm lượng tử phỏng cầu (spheroidal quantum dot - SQD) trong mô hình lượng tử hóa kích thước mạnh, ta có phương trình Schrodinger cho điện tử (hay lỗ trống) trong từ trường đều  $H$  với thể vec tơ  $\vec{A}$  và điện trường  $\vec{E}$  của SQD như sau:

$$\hat{H}\psi(r_e, r_h) = \psi E(r_e, r_h); \quad (2.1)$$

$$\hat{H} = \sum_{i=e,h} \left\{ \frac{1}{2m_i} \left( \hat{P}_i - \frac{q_i}{c} \vec{A} \right)^2 - q_i (\vec{E} \cdot \vec{r}_i) + V_{conf}(r_i) \right\} - \frac{q_e q_c}{\kappa |\vec{r}_i|} + \frac{q_e q_h}{\kappa |\vec{r}_e - \vec{r}_h|}. \quad (2.2)$$

Trong đó:  $r_i$  là vec tơ bán kính,  $|\vec{r}_i| = \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2}$ ;  $\hat{P}_i = -\hbar \nabla_{r_i}$  là động lượng;  $\hbar$  là hằng số Plank;  $E$  là năng lượng của hạt;  $V_{conf}(r_i)$  là thế giam giữ;  $q_e, q_h$  và  $q_c$  lần lượt là điện tích Coulomb của electron, lỗ trống và tâm tạp chất;  $\kappa$  là hằng số điện môi;  $m_i$  là khối lượng hiệu dụng của electron hay lỗ trống.

Ta sẽ giải bài toán trên trong phạm vi: SQD không chịu ảnh hưởng của điện trường  $\vec{E}$ , không chịu tác dụng của từ trường  $H = 0$  và bỏ qua cả tương tác Coulomb giữa điện tử và lỗ trống cùng với ảnh hưởng của tạp chất.

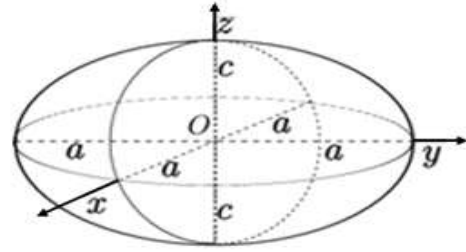
Lúc đó phương trình Schrodinger cho điện tử và lỗ trống có dạng :

$$\hat{H}\psi(r) = \psi E(r) \quad (2.3)$$

với:  $\hat{H} = \frac{1}{2m^*} \hat{P}^2 + V_{conf}(r)$ ;  $m^*$  là khối lượng hiệu dụng của điện tử (hoặc lỗ trống), còn thế giam giữ  $V_{conf}(r)$  có dạng:

$$V_{conf}(\vec{r}) = V(\vec{r}) = \begin{cases} 0 & (0 < S(\vec{r}) < 1) \\ \infty & (S(\vec{r}) = 1) \end{cases} \quad (2.4)$$

$$\text{với: } S(\vec{r}) = \frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} \quad (2.5)$$



**Hình 1.** Giới hạn bề mặt của OSQD

ở đây  $a, c$  là các bán trục của SQD. Trong trường hợp chấm lượng tử phẳng cầu dạng dẹt (oblate spheroidal quantum dot – OSQD) ta có  $c < a$  như Hình 1.

**2.2. Năng lượng và hàm sóng của điện tử trong OSQD**

Chúng tôi trình bày cách giải quyết bài toán với phương trình (2.3). Chọn hệ trục tọa độ để bán trục  $a$  của chấm nằm trong mặt phẳng  $Oxy$  còn  $c$  hướng dọc theo trục  $z$ . Miền khảo sát bị giới hạn bởi bề mặt  $S$  với phương trình tham số:

$$x = a \cos \varphi \sin \theta ; \quad y = a \sin \varphi \sin \theta ; \quad z = c \cos \theta \quad (2.6)$$

với  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$  và  $0 \leq \theta \leq \pi$ . Giải phương trình Schrodinger cho hạt tự do để tìm năng lượng  $E$  và hàm sóng  $\Psi(x, y, z)$ :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 \Psi(x, y, z) = E \Psi(x, y, z). \quad (2.7)$$

với điều kiện biên:  $\Psi(x, y, z)|_{(x,y,z) \in S} = 0$  (2.8)

Ta phải tìm một hệ tọa độ mới  $(\xi, \eta, \varphi)$  để phương trình (2.7) có thể tách biến được và phương trình của mặt S trong hệ tọa độ có dạng  $\xi = const$ . Bài toán biên trong trường hợp này sẽ được giải trong hệ tọa độ phẳng cầu dạng dẹt  $(\xi, \eta, \varphi)$ :

$$x = f \sqrt{\xi^2 + 1} \sqrt{1 - \eta^2} \cos \varphi ; \quad y = f \sqrt{\xi^2 + 1} \sqrt{1 - \eta^2} \sin \varphi ; \quad z = f \xi \quad (2.9)$$

với  $1 \leq \xi < +\infty$ ;  $1 \leq \eta \leq 1$ ;  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ ,  $f$  là hằng số.

Chọn  $\eta = \theta \cos \varphi$  với  $0 \leq \theta \leq \pi$ , từ phương trình (2.9) ta thấy bề mặt với phương trình  $\xi = const$  mô tả cho họ các ellipsoid với bán trục  $f\sqrt{\xi^2 + 1}$  (trong mặt phẳng  $Oxy$ ) và  $f\xi$  (dọc theo trục  $z$ ). Vì vậy, tham số  $f$  được xác định bởi điều kiện ellipsoid thuộc về họ bề mặt (2.6), nghĩa là, tồn tại một giá trị  $\xi$  của  $\xi$  sao cho:

$$\begin{cases} f\sqrt{\xi^2 + 1} = a \\ f\xi = c \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} f = c\sqrt{\frac{1}{\chi^2} - 1} = ae \\ \xi = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\chi^2} - 1}} = \frac{\chi}{e} \end{cases} \quad (2.10)$$

ở đây  $e = \frac{f}{c} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\chi^2} - 1}}$  là tâm sai của ellipsoid. Phương trình (2.10) xác định

khi  $\chi = \frac{c}{a} < 1$ . Bây giờ viết lại và tách biến phương trình (2.7) trong hệ tọa độ mới

với  $m$  và  $\lambda$  là hằng số tách,  $h = \varepsilon f = f\sqrt{\frac{2m^*}{h^2} E}$  và nghiệm được tách thành dạng

$\Psi(\xi, \eta, \varphi) = R(\xi)S(\eta)\phi(\varphi)$ . ( ) ta được:

$$\frac{d}{d\xi} \left[ (\xi^2 + 1) \frac{d}{d\xi} R(\xi) \right] + \left[ \lambda^2 - \xi h^2 - \frac{m^2}{\xi^2 + 1} \right] R(\xi) = 0 \quad (2.11a)$$

$$\frac{d}{d\eta} \left[ (1 - \eta^2) \frac{d}{d\eta} S(\eta) \right] + \left[ \lambda^2 - \eta h^2 - \frac{m^2}{1 - \eta^2} \right] S(\eta) = 0 \quad (2.11b)$$

$$\frac{1}{\phi(\varphi)} \frac{d^2}{d\varphi^2} \phi(\varphi) = -m^2. \quad (2.11c)$$

Chú ý rằng các phương trình (2.11a) và (2.11b) được liên kết bởi cả hằng số tách và  $h$ . Trong trường hợp này, phương trình thứ hai phải được giải với  $h$  cố định và  $\lambda$  rời rạc là hàm của  $h$ .

Nghiệm của (2.11c) có dạng  $\phi(\varphi) = \frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2}}$  với  $m = 0, \pm 1, 2, \dots$  là số lượng tử

từ. Trong khi đó nghiệm của phương trình (2.11b) có dạng tổ hợp tuyến tính các hàm phỏng cầu góc dạng một và loại hai [5]:

$$S_{lm}(-ih, \eta) = C_1 S_{lm}^{(1)}(\eta, ih, +) + C_2 S_{lm}^{(2)}(\eta, ih, -) \quad (2.12)$$

với  $S_{lm}^{(1)}(-ih, \eta) = \sum_{r=0,1}^{\infty} d_r^{lm}(\eta, ih) P_{l+e}^r(\eta)$  và  $S_{lm}^{(2)}(-ih, \eta) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} d_r^{lm}(\eta, ih) Q_{l+e}^r(\eta)$ .

Trong đó  $P_{l+e}^l(\eta)$  và  $Q_{l+e}^l(\eta)$  là các hàm Legendre liên kết và  $l \geq m$ ;  $C_1, C_2$  là các tham số;  $d_r^{lm}$  là hệ số khai triển. Các hàm  $S_{lm}^{(2)}(-ih, \eta)$  phân kỳ khi  $\eta = 1$ . Vì vậy, để

hàm sóng hữu hạn với  $-1 \leq \xi \leq 1$  thì  $C_2 = 0$ .

Các nghiệm của phương trình (2.11a) là tổ hợp tuyến tính của các hàm phẳng cầu xuyên tâm dạng dẹt loại một và loại hai [5] :

$$R_{lm}(-ih, i\xi) = B_1 R_{lm}^{(1)}(\xi ih, i) + B_2 R_{lm}^{(2)}(\xi ih, i). \quad (2.13)$$

Ở đây,  $B_1, B_2$  là các tham số ; Các hàm phẳng cầu xuyên tâm dạng dẹt có dạng :

$$R_{lm}^{(i)}(h, \xi) = \frac{1}{\sum_{r=0,1}^{\infty} d_r^{lm}(h) \frac{(2l+r)!}{r!}} \left( \frac{\xi^2 - 1}{\xi^2} \right)^{\frac{m}{2}} \sum_{r=0,1}^{\infty} i^{r+l-m} d_r^{lm}(h) \frac{(2l+r)!}{r!} j_{l+r}^{(i)}(h)$$

với  $r$  bắt đầu từ 0 hoặc 1 tương ứng  $l - m$  là chẵn hoặc lẻ.  $j_n^{(i)}$  là hàm Bessel cầu bậc  $i$  cấp  $n$ . Hàm  $R_{lm}^{(2)}(-ih, i)$  phân kỳ tại  $\xi = 1$ . Vì vậy, để hàm sóng hữu hạn khi  $1 \leq \xi \leq 1$  ta phải chọn hệ số  $B_2 = 0$ .

Từ những kết quả trên, chúng tôi tìm được hàm sóng của điện tử (hay lỗ trống) trong một OSQD như sau:

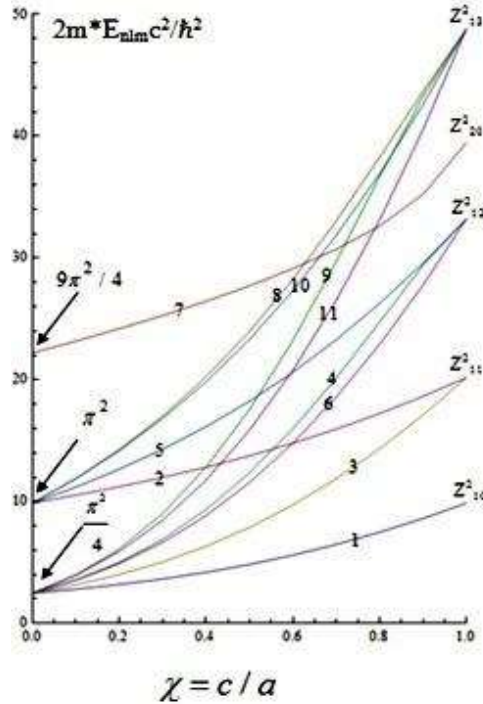
$$\Psi(\xi, \eta, \varphi) = A S_{lm}^{(1)}(-ih, i) R_{lm}^{(1)}(\xi ih, i) e^{im\varphi} \quad (2.14)$$

với  $A$  là hệ số chuẩn hóa. Khi đó điều kiện (2.8) trở thành :

$$R_{l,m}^{(1)}(-ih, \xi) = 0 \quad (2.15)$$

Phương trình (2.15) cho phép ta xác định được phổ năng lượng gián đoạn  $\varepsilon^v = \frac{2m * E^v}{\hbar^2}$  của hạt giam giữ trong OSQD. Với mỗi cặp giá trị  $l, m$  xác định và ứng với một giá trị xác định của  $\xi$  ta tìm được một tập các giá trị rời rạc của  $h$  từ (2.15) và từ đó xác định được phổ năng lượng.

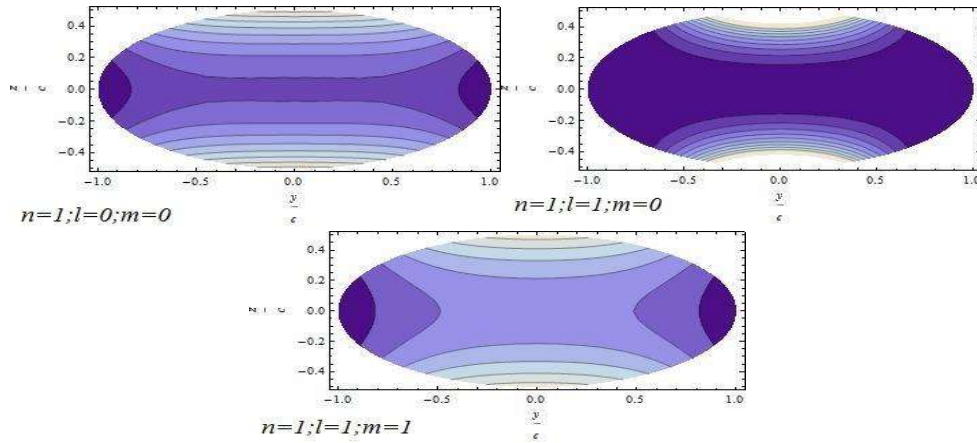
Sử dụng phần mềm Mathematica chúng tôi thu được đồ thị sự phụ thuộc năng lượng vào  $\chi$  ứng với các bộ giá trị  $(n, l, m)$  khác nhau như trên Hình 2. Ta nhận thấy các mức năng lượng có sự suy biến về giá trị của một giếng lượng tử hình trụ có bán kính  $Z_{ns}$  ( $Z_{ns}$  là không điểm thứ  $n$  của hàm Bessel cấp  $s$ ) khi tăng cho  $\chi \rightarrow 1$ . Đồng thời, sự suy biến ngẫu nhiên xuất hiện. Đặc biệt,



**Hình 2.** Sự phụ thuộc của năng lượng điện tử vào  $\chi$  trong OSQD. Với: (1) 100; (2) 110; (3) 11±1; (4) 120; (5) 12±1; (6) 12±2; (7) 200; (8) 130; (9) 13±1; (10) 13±2; (11) 13±3

với  $\chi < 1$  ở các trạng thái với  $n, m$  giống nhau nhưng  $l$  khác nhau trở thành suy biến gần như nhau với giá trị  $\chi$  lớn. Các mức năng lượng trong hai phổ khác nhau xuất hiện mức giao cắt, điều này giải thích sự hiện diện của suy biến ngẫu nhiên.

Hình 3 là phân bố xác suất tìm thấy hạt trong QD phỏng cầu dạng dẹt ở trong các trạng thái tương ứng với các bộ số lượng tử  $(n, l, m)$  khác nhau mà chúng tôi thu được từ kết quả tính số trên.



**Hình 3.** Đồ thị mật độ xác suất tìm thấy hạt trong OSQD khi  $\chi = 2$  và  $n, l, m$  lần lượt là  $1, 0, 0$  ,  $1, 1, 0$  ,  $1, 1, 1$

### 2.3. Hệ số hấp thụ của OSQD

Vì ở đây chúng ta không đề cập đến hiệu ứng tương tác cặp điện tử - lỗ trống nên hệ số hấp thụ  $K$  được tính gần đúng theo công thức sau [4]:

$$K(\omega^{ph}, a, c) = \sum_{\nu, \nu'} K_{\nu, \nu'}(\omega^{ph}, a, c, u) \sum_{\nu, \nu'} I_{\nu, \nu'} \delta(\omega - W_{\nu, \nu'}) \quad (3.1)$$

$$I_{\nu, \nu'} = \left| \int \psi_{\nu}^e(r, a, c, \mu_e) \psi_{\nu'}^h(r, a, c, \mu_h) dr \right|^2. \quad (3.2)$$

Trong đó:  $A$  tỉ lệ với bình phương yếu tố ma trận trong phân tích Bloch;  $\delta$  là hàm delta Dirac;  $\psi_{\nu}^e$  và  $\psi_{\nu'}^h$  là hàm riêng của điện tử (e) và lỗ trống (h);  $E_{\nu}^e$  và  $E_{\nu'}^h$  là trị riêng năng lượng của (e) và (h), phụ thuộc vào các bán trục  $a, c$  và tập hợp các số lượng tử đoạn nhiệt  $\nu = [n, l, m]$  và  $\nu' = [n', l', m']$ , với  $m = -m'$ ;  $E_g$  là bề rộng vùng cấm của bán dẫn khối;  $\omega^{ph}$  là tần số ánh sáng tới,  $W_{\nu, \nu'} = E_g + E_{\nu}^e(a, c) + E_{\nu'}^h(a, c)$  là năng lượng chuyển tiếp giữa các vùng ứng với giá trị lớn nhất của  $K(\omega^{ph})$ ;  $\psi_{\nu}^e$  và  $\psi_{\nu'}^h$  là hàm riêng của điện tử và lỗ trống;  $\mu_e, \mu_h$  lần

luật là khối lượng hiệu dụng của điện tử và lỗ trống;  $K_{\nu, \nu'}$  là hệ số hấp thụ riêng phần.

Viết lại khai triển (3.1) dưới dạng:

$$K(\omega^{ph}, a, c) = AE_g^{-1} \sum_{\nu, \nu'} I_{\nu, \nu'} [f_{\nu, \nu'}(u)]. \quad (3.3)$$

$$f_{\nu, \nu'}^{h \rightarrow e}(u) = \omega_1 - \frac{E_\nu^e(a, c) + E_{\nu'}^h(a, c)}{E_g} - \frac{\hbar^2}{2\mu_e c^2 E_g} \left[ 1 - \frac{\mu_e}{\mu_h} \right]. \quad (3.4)$$

Với  $\omega_1 = \frac{\hbar\omega^{ph} - E_g}{E_g}$  là năng lượng quang học chuyển tiếp giữa các vùng.

Xét các OSQD với bán trực được viết lại  $a = u_p \bar{a}$  được xác định bởi thông số ngẫu nhiên  $u$  với hàm phân bố  $P(u)$ . Ở đây, sử dụng hàm phân bố Lifshits-Slezov [4]:

$$P(u) = \begin{cases} \frac{3^4 e u^2 e^{-\frac{1}{1-2u/3}}}{2^{5/3} (u+3)^{7/3} (\frac{3}{2}-u)^{11/3}} & \text{khi } 0 < u < \frac{3}{2} \\ 0 & \text{khi } u \leq 0 \cup u \geq \frac{3}{2}. \end{cases} \quad (3.5)$$

Hệ số hấp thụ  $K^p(\omega^{ph}, a, \bar{c})$  được khai triển như sau:

$$K^p(\omega^{ph}, a, \bar{c}) = \int K(\omega^{ph}, a, \bar{c}, u_p) P(u_p) du_p. \quad (3.6)$$

Ta đưa đến khai triển giải tích của hệ số hấp thụ  $K(\omega^{ph}, a, c)$  của một hệ các QD bán dẫn với phân bố ngẫu nhiên của bán trực:

$$\frac{K(\omega^{ph})}{K_0} = \sum_{\nu, \nu', s} \frac{K_{\nu, \nu'}^{ph}}{K_0}. \quad (3.7a)$$

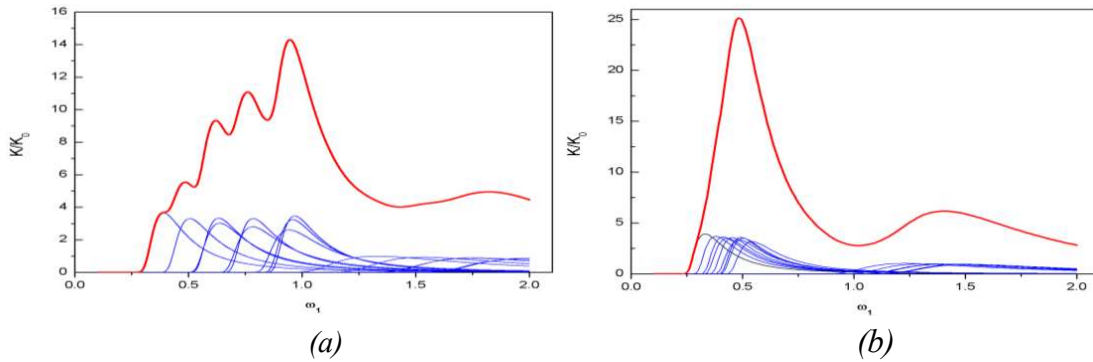
$$\frac{K_{\nu, \nu'}^{ph}}{K_0} = I_{\nu, \nu'}(u_s) \left| \frac{df_{\nu, \nu'}(u)}{du} \right|_{u=u_s}^{-1} P(u_s). \quad (3.7b)$$

với  $K_0 = AE_g^{-1}$  là hệ số chuẩn hóa,  $u_s$  là nghiệm của phương trình  $f_{\nu, \nu'}(u_s) = 0$ .

### 3. KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

Thực hiện tính số bằng chương trình lập trình trên phần mềm Mathematica với

các hằng số của GaAs :  $\mu_e = 0.067m_0$  và  $\mu_h \equiv \mu_{hh} = 0.558m_0$  lần lượt là khối lượng hiệu dụng của điện tử và lỗ trống,  $E_g = 1430MeV$  là bề rộng vùng cấm,  $a_B = 104 \times 10^{-10}m$ , chúng tôi thu được hai đồ thị của hai giá trị  $\chi$  khác nhau (hình 4) để có thể so sánh các giá trị cực đại cũng như sự biến thiên của hệ số hấp thụ. Đường màu đỏ cao nhất trên đồ thị mô tả hệ số hấp thụ toàn phần và các đường màu xanh còn lại phía dưới tương ứng là hệ số hấp thụ riêng phần lấy theo một tập hợp các số lượng tử xác định. Kết quả cho thấy hệ số hấp thụ toàn phần của OSQD GaAs trong trường hợp  $\chi = 0.2$  có độ lớn thấp hơn và chiều biến thiên diễn ra ít trơn hơn so với hệ số hấp thụ toàn phần trong trường hợp  $\chi = 0.1$ .



**Hình 4.** Phổ hấp thụ của OSQD GaAs với  $\chi = 0.2$  (hình a) và  $\chi = 0.1$  (hình b);  $c = a_B$  lấy tổng các số lượng tử đầu tiên ( $n = 1, l = 0, 1, 2, \dots; m = 0, 1, \dots, l$ )

Thực hiện thể tính toán trên tham số của một chấm lượng tử bán dẫn điển hình khác là InSb cũng thu được kết quả khả quan tương tự. Với những kết quả này chúng ta có cơ sở để tìm hiểu và so sánh với các giá trị thực nghiệm sau này.

Trong tương lai, phép tính và thuật toán giải số trên đây có thể sẽ là cơ sở ứng dụng để phát triển bài toán trên trong những điều kiện phức tạp hơn như có kết hợp thêm việc khảo sát các hiệu ứng tương tác cặp điện tử - lỗ trống cũng như tương tác giữa điện tử với điện tử và lỗ trống với lỗ trống, hay thay cho các thế giam giữ khác thế vô hạn...

#### 4. KẾT LUẬN

Nghiên cứu đã tìm được hàm sóng và các mức năng lượng của điện tử (hay lỗ trống) trong OSQD, xây dựng được đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của các mức năng lượng của điện tử và mật độ xác suất tìm thấy điện tử trong OSQD ứng với các giá trị khác nhau của  $\chi$ . Sử dụng hàm phân bố Lifshits-Slezov, đã xác định được biểu thức giải tích của hệ số hấp thụ, đã tính số và vẽ đồ thị của phổ hấp thụ của một hệ OSQD GaAs ứng với các giá trị khác nhau của  $\chi$ . Kết quả này là một đóng góp vào việc tìm hiểu các hệ thấp chiều trong chất rắn nói chung và bán dẫn nói riêng. Từ đó biết được



đặc điểm của vật liệu nano và đi đến các ứng dụng cụ thể trong thực tế.

### TÀI LIỆU THAM KHẢO

#### Tiếng Việt:

- [1] Nguyễn Ngọc Long, (2007), *Vật lý chất rắn*, Nxb Giáo dục Hà Nội.

#### Tiếng Anh:

- [2] A.A Gusev, L.L. Hai, S.I. Vinitsky, O. Chuluunbaatar, V.L. Derbov, A.S. Klombotskaya, K.G. Dvoyan & H.A. Sarkisyan, (2013), “Analytical and numerical calculations of spectral and optical characteristics of spheroidal quantum dots”, *Physics of Atomic Nuclei* 8, pp. 1033-1055
- [3] G. Cantele, D. Ninno & G. Iadonisi, (2000), “Confined states in ellipsoidal quantum dots”, *Journal of Physics: Condensed Matter* 42, pp. 9019–9036
- [4] I.M. Lifshits and V.V. Slezov, (1958), *Sov. Phys. JETF.* 35, 479.
- [5] Le-Wei Li, Xiao-Kang Kang & Mook-Seng Leong, (2002), *Spheroidal Wave Functions in Electromagnetic Theory*, Wiley, New York.
- [6] Mahto S. K., Park C., Yoon T. H. & Rhee S. W., (2010), “Assessment of cytocompatibility of surface-modified CdSe/ZnSe quantum dots for BALB/3T3 fibroblast cells”, *Toxicology in Vitro* 24, pp. 1070-1077.
- [7] Smith A. M., Mohs A. M. & Nie S., (2009), “Tuning the optical and electronic properties of colloidal nanocrystals by lattice strain”, *Nature Nanotechnology* 4, pp. 56-63.
- [8] Smith A. M. & Nie S., (2009), “Semiconductor Nanocrystals: Structure, Properties, and Band Gap Engineering”, *Accounts of Chemical Research* 43, pp. 190-200.

### INVESTIGATIONS ON ABSORPTION SPECTRUM OF OBLATE SPHEROIDAL QUANTUM DOTS

**Abstract.** *In the effective mass approximation for the electrons (holes), when there isn't external field, ignoring the interaction and perturbations, the state of oblate spheroidal quantum dots are considered in the oblate spheroidal coordinate system. The eigenvalues and eigen functions of the problem, which are obtained after expansion and numerical on ordinary PC configurations have been applied to investigate the absorption spectrum of oblate spheroidal quantum dots .*

**Key word:** *quantum dot, spheroidal, absorption spectrum, oblate.*