

PHỔ HẤP THỤ CỦA EXCITON TRONG CHẤM LƯỢNG TỬ DẠNG ĐĨA GaAs/AlAs

Lê Thị Diệu Hiền^{1*}, Lê Phước Định¹, Lê Thị Khánh Phụng², Đinh Như Thảo^{3*}

¹ Khoa Điện, Điện tử và Công nghệ vật liệu, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế

² Trung tâm giáo dục nghề nghiệp – Giáo dục thường xuyên TP Huế

³ Khoa Vật lý, Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế

*Email: dnthao@hueuni.edu.vn

*Email: lehien32@husc.edu.vn

Ngày nhận bài: 4/8/2022; ngày hoàn thành phần biên: 23/8/2022; ngày duyệt đăng: 20/10/2022

TÓM TẮT

Trong bài báo này, phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử dạng đĩa GaAs/AlAs với thể giam giữ sâu vô hạn đã được khảo sát lý thuyết bằng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa. Phổ hấp thụ của exciton đã được nghiên cứu thông qua việc tính toán các tốc độ chuyển dời quang liên vùng giữa mức thấp nhất của lỗ trống và mức thấp nhất của điện tử. Các kết quả tính số chỉ ra rằng dưới tác dụng của laser bơm mạnh cộng hưởng thì trong phổ hấp thụ của exciton xuất hiện hai đỉnh hấp thụ mới. Hơn nữa, các đỉnh hấp thụ này có xu hướng dịch chuyển về vùng năng lượng thấp tương ứng với dịch chuyển đỏ khi tăng bán kính của chấm.

Từ khóa: phổ hấp thụ của exciton, chấm lượng tử dạng đĩa, GaAs/AlAs.

1. MỞ ĐẦU

Trong những thập kỷ qua, việc nghiên cứu các cấu trúc bán dẫn thấp chiều đã và đang mang lại những thành công to lớn cho sự phát triển trong lĩnh vực khoa học na-nô và công nghệ vật liệu na-nô [1, 2]. Đã có rất nhiều công trình nghiên cứu lý thuyết cũng như thực nghiệm được tiến hành trên các hệ bán dẫn thấp chiều như giếng lượng tử, dây lượng tử và chấm lượng tử nhằm mục đích khảo sát các tính chất vật lý đầy lý thú và đặc biệt của các cấu trúc này so với bán dẫn khối thông thường [3 – 9]. Sở dĩ các cấu trúc này thu hút được sự quan tâm nghiên cứu của các nhà khoa học là do chúng có thể gây ra các hiệu ứng quang học phi tuyến rõ ràng hơn so với các vật liệu khối. Một trong những cấu trúc thấp chiều có nhiều đặc tính nổi trội đó là chấm lượng tử do sự giam giữ các hạt tải theo cả ba chiều không gian, làm cho chúng trở thành đối tượng được quan

tâm nghiên cứu và ứng dụng trong các lĩnh vực thiết bị quang điện tử [10 - 12], y tế [13] và sinh học [14].

Phổ hấp thụ của exciton trong các cấu trúc thấp chiều đã và đang thu hút sự quan tâm nghiên cứu bởi tiềm năng ứng dụng đầy hứa hẹn trong tương lai, chẳng hạn xử lý thông tin lượng tử và liên lạc [15], công tắc quang học siêu nhanh [16], nguồn của rối lượng tử [17] và bộ điều biến quang học [18]. Nghiên cứu về phổ hấp thụ trong mô hình ba mức trong các cấu trúc thấp chiều được bắt nguồn từ công trình tiên phong của Bobrysheva cùng cộng sự [19]. Nhóm tác giả đã sử dụng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa để tính xác suất hấp thụ của exciton dưới tác dụng của xung laser bom CO₂ cường độ cao cộng hưởng với hai mức năng lượng lượng tử hóa thấp nhất của điện tử trong vùng dẫn của giếng lượng tử với bờ thế cao vô hạn. Công trình này đã chỉ ra rằng, dưới tác dụng của một điện trường ngoài có cường độ mạnh và độ lệch tần số cộng hưởng của trường ngoài gần bằng hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử thì xuất hiện hiện tượng tách vạch quang phổ trong bán dẫn, cũng như hiện tượng tách các mức năng lượng trong các cấu trúc giếng lượng tử. Phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa cũng đã được sử dụng để khảo sát phổ hấp thụ trong các cấu trúc dây lượng tử [20] và chấm lượng tử [21, 22]. Tuy nhiên, theo hiểu biết của chúng tôi thì có rất ít công trình nghiên cứu lý thuyết về phổ hấp thụ của exciton trong các cấu trúc chấm lượng tử và đặc biệt chưa có công trình nào khảo sát trên chấm lượng tử dạng đĩa. Do đó việc nghiên cứu phổ hấp thụ của exciton trong cấu trúc chấm lượng tử dạng đĩa là rất cần thiết. Bố cục của bài báo được chia thành 3 phần: Các cơ sở lý thuyết được thể hiện ở phần 2. Các kết quả tính số và thảo luận được trình bày ở phần 3. Cuối cùng các kết luận được trình bày ở phần 4.

2. CƠ SỞ LÝ THUYẾT

2.1. Hàm sóng và phổ năng lượng của điện tử (lỗ trống) trong chấm lượng tử dạng đĩa

Chúng ta xét một điện tử (lỗ trống) bị giới hạn trong một chấm lượng tử dạng đĩa có bán kính R và bề dày d $d \ll 2R$ với thế giam giữ được chọn như sau

$$V(r) = \begin{cases} 0, & r \leq R, z \leq d \\ \infty, & r > R, z > d \end{cases} \quad (1)$$

trong đó r là khoảng cách từ vị trí của hạt tải đến tâm của chấm.

Phương trình Schrodinger của điện tử (lỗ trống) trong hệ tọa độ trụ có dạng như sau

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_{e,h}^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V(\vec{r}) \right] \Psi_{nm}^{e,h}(r, \varphi, z) = E_{nm}^{e,h} \Psi_{nm}^{e,h}(r, \varphi, z), \quad (2)$$

trong đó $m_{e,h}^*$ là khối lượng hiệu dụng của điện tử (lỗ trống).

Sử dụng phương pháp tách biến để giải phương trình (2), ta thu được hàm sóng bao của điện tử (lỗ trống) trong chấm lượng tử dạng đĩa có dạng

$$\Psi_{nm}^{e,h}(\vec{r}) = \Psi_{nm}^{e,h}(r, \varphi, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi d R^2}} \frac{1}{J_{m+1}(\chi_{nm})} J_m\left(\chi_{nm} \frac{r}{R}\right) \sin \frac{n_z \pi z}{d} e^{im\varphi}, \quad (3)$$

trong đó χ_{nm} là không điểm thứ n của hàm Bessel nguyên loại một bậc m $J_m(\chi_{nm} \frac{r}{R})$.

Trong phép gần đúng khối lượng hiệu dụng và lý thuyết hàm bao, hàm sóng tổng của điện tử (lỗ trống) trong chấm lượng tử dạng đĩa với thể vô hạn có dạng

$$\Lambda_{nm}^{e,h}(\vec{r}) = u_{c,v}(\vec{r}) \Psi_{nm}^{e,h}(\vec{r}), \quad (4)$$

với $u_{c,v}(\vec{r})$ là hàm Bloch tuần hoàn trong vùng dẫn và vùng hóa trị.

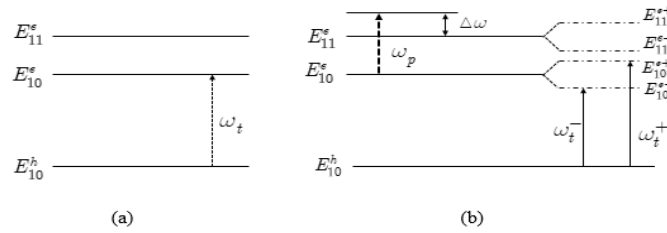
Nếu chọn gốc tính năng lượng tại đỉnh vùng hóa trị thì các mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử và lỗ trống được xác định tương ứng như sau

$$E_{nm}^e = E_g + \frac{\hbar^2 \chi_{nm}^2}{2m_e^* R^2} + \frac{n_z^2 \pi^2 \hbar^2}{2m_e^* d^2}, \quad (5)$$

và
$$E_{nm}^h = \frac{\hbar^2 \chi_{nm}^2}{2m_h^* R^2} + \frac{n_z^2 \pi^2 \hbar^2}{2m_h^* d^2}, \quad (6)$$

trong đó E_g là năng lượng vùng cấm của bán dẫn.

2.2. Hàm sóng của điện tử dưới tác dụng của trường laser bom mạnh



Hình 1. (a) Giản đồ mô hình hệ ba mức năng lượng với E_{10}^h là mức thấp nhất của lỗ trống, E_{10}^e và E_{11}^e là hai mức thấp nhất của điện tử. (b) Giản đồ mô tả sự phân tách các mức năng lượng của điện tử dưới tác dụng của một laser bom cộng hưởng mạnh.

Để khảo sát phổ hấp thụ của exciton trong mô hình ba mức trong chấm lượng tử dạng đĩa, chúng tôi áp dụng mô hình hệ ba mức của điện tử và lỗ trống, trong đó E_{10}^h là mức năng lượng lượng tử hóa thấp nhất của lỗ trống trong vùng hóa trị, còn E_{10}^e và E_{11}^e là hai mức năng lượng lượng tử hóa thấp nhất của điện tử trong vùng dẫn (hình 1a).

Các hàm sóng phụ thuộc thời gian tương ứng với các mức năng lượng của các hạt tải có dạng

$$\begin{cases} \Lambda_{10}^e(\vec{r}, t) = \Lambda_{10}^e(\vec{r})e^{-\frac{i}{\hbar}E_{10}^e t} \\ \Lambda_{11}^e(\vec{r}, t) = \Lambda_{11}^e(\vec{r})e^{-\frac{i}{\hbar}E_{11}^e t} \\ \Lambda_{10}^h(\vec{r}, t) = \Lambda_{10}^h(\vec{r})e^{-\frac{i}{\hbar}E_{10}^h t} \end{cases} \quad (7)$$

Khi trường điện từ không quá mạnh ta có thể bỏ qua các số hạng bậc cao và áp dụng chuẩn Gauge, Hamiltonian mô tả tương tác giữa điện tử với trường điện từ có thể được viết dưới dạng

$$\hat{H}_{int} = -\frac{q}{m_0} \frac{A_x e^{-i\omega_x t}}{i\omega_x} \vec{n} \cdot \hat{\vec{p}} \equiv \hat{V}_x e^{-i\omega_x t}, \quad (8)$$

trong đó ta đặt

$$\hat{V}_x = -\frac{q}{m_0} \frac{A_x}{i\omega_x} \vec{n} \cdot \hat{\vec{p}}, \quad (9)$$

trong đó q , m_0 và \vec{p} lần lượt là điện tích, khối lượng trần và động lượng của điện tử; \vec{n} là vectơ đơn vị dọc theo phương truyền sóng; A_x và ω_x lần lượt là biên độ và tần số của sóng bom ($x \equiv p$) hoặc sóng dò ($x \equiv t$).

Dưới tác dụng của laser bom mạnh cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử, hàm sóng của điện tử bị tái chuẩn hóa và có dạng là tổ hợp tuyến tính của các hàm sóng ở phương trình (7)

$$\Lambda_{mix}^e(\vec{r}, t) = \sum_{m=0}^1 c_m e^{-i\omega_x t} \Lambda_{nm}^e(\vec{r}, t) = \sum_{m=0}^1 c_m e^{-i\omega_x t} \Lambda_{nm}^e(\vec{r}) e^{-\frac{i}{\hbar}E_{nm}^e t}, \quad (10)$$

trong đó các hệ số $c_m e^{-i\omega_x t}$ được xác định từ việc giải phương trình Schrödinger phụ thuộc thời gian

$$i\hbar \frac{\partial \Lambda_{mix}^e(\vec{r}, t)}{\partial t} = (\hat{H}_0 + \hat{H}_{int}) \Lambda_{mix}^e(\vec{r}, t), \quad (11)$$

với \hat{H}_0 là Hamiltonian của hệ điện tử khi ở trong trạng thái dừng $\Lambda_{nm}^{e,h}(\vec{r})$ trước thời điểm $t = 0$ mà tại đó laser bom bắt đầu hoạt động.

Thay phương trình (10) vào phương trình (11), ta xác định được các hệ số $c_m e^{-i\omega_x t}$, từ đó đưa ra được biểu thức hàm sóng tái chuẩn hóa của điện tử khi có tác dụng của laser bom như sau

$$\Lambda_{mix}^e(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\Omega_R} \left(\alpha_1 e^{-\frac{i}{\hbar}E_{10}^e t} + \alpha_2 e^{-\frac{i}{\hbar}E_{10}^e t} \right) \Lambda_{10}^e(\vec{r}) - \frac{V_{10}}{2\hbar\Omega_R} \left(e^{-\frac{i}{\hbar}E_{11}^e t} - e^{-\frac{i}{\hbar}E_{11}^e t} \right) \Lambda_{11}^e(\vec{r}), \quad (12)$$

trong đó

$$\begin{cases} \alpha_1 = \Omega_R - \frac{\Delta\omega}{2} \\ \alpha_2 = \Omega_R + \frac{\Delta\omega}{2} \end{cases} \quad \text{và} \quad \begin{cases} \Omega_R = \left[\frac{\Delta\omega^2}{4} + \frac{|V_{10}|^2}{\hbar^2} \right]^{1/2} \\ \Delta\omega = \omega_p - \omega_{10} \end{cases} \quad (13)$$

$$\text{với} \quad \hbar\omega_{10} = E_{11}^e - E_{10}^e, \quad (14)$$

với $\Delta\omega$ là độ lệch tần số cộng hưởng giữa hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa đầu tiên của điện tử với laser bơm có tần số ω_p phải thỏa mãn điều kiện sau

$$\Delta\omega \ll \omega_p \ll \frac{E_g}{\hbar}, \quad (15)$$

trong đó E_g là độ rộng vùng cấm trong chấm lượng tử.

Yếu tố ma trận chuyển dời nội vùng giữa hai mức năng lượng lượng tử hóa thấp nhất của điện tử V_{10} được xác định như sau

$$V_{10} = \frac{q}{m_0} \frac{A_p}{i\omega_p} \frac{m_e}{\hbar} \frac{E_{11}^e - E_{10}^e}{J_1(\chi_{10})J_2(\chi_{11})} \int_0^1 J_0(\chi_{10}r) J_1(\chi_{11}r) r^2 dr. \quad (16)$$

Từ phương trình (12), ta thấy rằng trong phổ năng lượng của điện tử ứng với trạng thái chồng chất Λ_{mix}^e xuất hiện bốn mức năng lượng tương ứng như sau

$$\begin{cases} E_{10}^{e-} = E_{10}^e - \hbar\alpha_2 \\ E_{10}^{e+} = E_{10}^e + \hbar\alpha_1 \end{cases} \quad (17) \quad \text{và} \quad \begin{cases} E_{11}^{e-} = E_{11}^e - \hbar\alpha_1 \\ E_{11}^{e+} = E_{11}^e + \hbar\alpha_2 \end{cases} \quad (18)$$

2.3. Phổ hấp thụ của exciton khi không có tác dụng của laser bơm

Khi hệ chưa chịu tác dụng của laser bơm, theo quy tắc lọc lựa của chuyển dời quang đối với cấu trúc chấm lượng tử thì chỉ có chuyển dời quang liên vùng từ mức E_{10}^h của lỗ trống lên mức thấp nhất E_{10}^e của điện tử dưới tác dụng của một laser dò. Yếu tố ma trận chuyển dời liên vùng giữa hai mức này được xác định như sau

$$T_{10} = \langle \Lambda_{10}^e(\vec{r}, t) | \hat{H}_{int} | \Lambda_{10}^h(\vec{r}, t) \rangle. \quad (19)$$

Thay phương trình (7) thay vào phương trình (19), ta thu được biểu thức yếu tố ma trận chuyển dời quang liên vùng trong trường hợp không có tác dụng của laser bơm như sau

$$T_{10} = -\frac{q}{m_0} \frac{A_t p_{cv}}{i\omega_t} e^{\frac{i}{\hbar} (E_{10}^e - E_{10}^h - \hbar\omega_t) t}, \quad (20)$$

trong đó A_t và ω_t lần lượt là biên độ và tần số của sóng dò; p_{cv} được gọi là yếu tố ma trận phân cực giữa vùng dẫn và vùng hóa trị được đưa ra bởi

$$p_{cv} = \langle u_c \vec{r} | \vec{n}\hat{p} | u_v \vec{r} \rangle. \quad (21)$$

Theo qui tắc vàng Fermi, biểu thức tốc độ chuyển dời (hay xác suất hấp thụ trong một đơn vị thời gian) khi chưa có mặt của laser bom được xác định như sau

$$W_0 = \frac{2\pi}{\hbar} |T_{10}|^2 \delta(E_{10}^e - E_{10}^h - \hbar\omega_t). \quad (22)$$

Thay biểu thức (20) và áp dụng công thức hàm dạng phổ Lorentz vào biểu thức (22), ta thu được biểu thức cuối cùng của tốc độ chuyển dời khi chưa có tác dụng của laser bom dưới dạng gần đúng như sau

$$W_0 = \frac{2}{\hbar} \left(\frac{qA_t p_{cv}}{\omega_t m_0} \right)^2 \frac{\Gamma}{E_{10}^e - E_{10}^h - \hbar\omega_t^2 + \Gamma^2}, \quad (23)$$

với $\Gamma \rightarrow 0$ là độ rộng vạch phổ hấp thụ được đưa vào một cách hiện tượng luận.

2.4. Phổ hấp thụ của exciton khi có mặt sóng bom

Khi hệ được chiếu bởi một laser bom cường độ mạnh cộng hưởng với khoảng cách giữa hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử thì các điện tử bây giờ nằm trong trạng thái chồng chất được mô tả bởi hàm sóng tái chuẩn hóa có dạng như phương trình (12). Khi đó, yếu tố ma trận đối với chuyển dời quang liên vùng giữa trạng thái của lỗ trống và trạng thái chồng chất của điện tử được xác định như sau

$$T_{mix,0} = \langle \Lambda_{mix}^e(\vec{r}, t) | \hat{H}_{int} | \Lambda_{10}^h(\vec{r}, t) \rangle. \quad (24)$$

Thay các phương trình (7), (8) và (12) vào phương trình (24) và áp dụng qui tắc lọc lựa của chuyển dời quang trong cấu trúc chấm lượng tử, ta có

$$T_{mix,0} = -\frac{qA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \left(\frac{\alpha_1}{2\Omega_R} e^{\frac{i}{\hbar} (E_{10}^e - E_{10}^h - \hbar\omega_t) t} + \frac{\alpha_2}{2\Omega_R} e^{\frac{i}{\hbar} (E_{10}^{e+} - E_{10}^h - \hbar\omega_t) t} \right). \quad (25)$$

Do đó biểu thức tốc độ chuyển dời quang liên vùng giữa trạng thái của lỗ trống và trạng thái chồng chất của điện tử dưới tác dụng của laser bom được đưa ra bởi

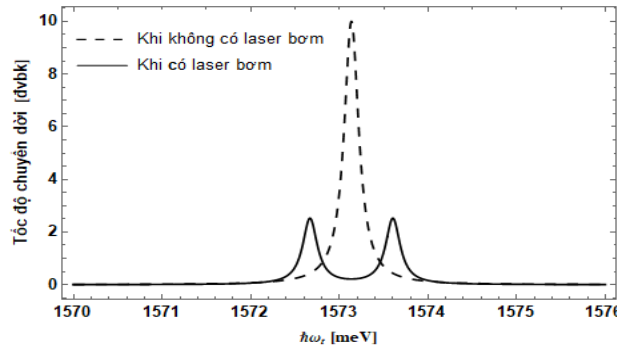
$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{qA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \right)^2 \left[\left(\frac{\alpha_1}{2\Omega_R} \right)^2 \delta(E_{10}^e - E_{10}^h - \hbar\omega_t) + \left(\frac{\alpha_2}{2\Omega_R} \right)^2 \delta(E_{10}^{e+} - E_{10}^h - \hbar\omega_t) \right]. \quad (26)$$

Thực hiện tính toán tương tự như trên, ta thu được biểu thức cuối cùng của tốc độ chuyển dời dưới tác dụng của laser bom như sau

$$W = \frac{2}{\hbar} \left(\frac{qA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \right)^2 \left[\left(\frac{\alpha_1}{2\Omega_R} \right)^2 \frac{\Gamma}{E_{10}^e - E_{10}^h - \hbar\omega_t^2 + \Gamma^2} + \left(\frac{\alpha_2}{2\Omega_R} \right)^2 \frac{\Gamma}{E_{10}^{e+} - E_{10}^h - \hbar\omega_t^2 + \Gamma^2} \right]. \quad (27)$$

3. KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ THẢO LUẬN

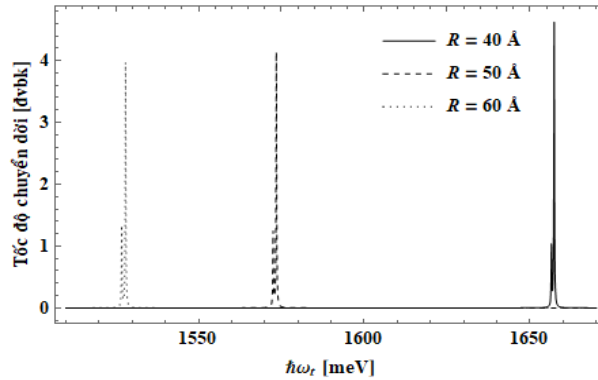
Trong phần này, chúng tôi tiến hành tính số và thảo luận tốc độ chuyển dời quang trong chấm lượng tử bán dẫn dạng đĩa GaAs/AlAs với thể vô hạn trong trường hợp không có và có tác dụng của laser bơm. Các tham số được sử dụng trong các tính toán của chúng tôi như sau: $m_e^* = 0.067m_0$ và $m_h^* = 0.51m_0$ lần lượt là khối lượng hiệu dụng của điện tử và lỗ trống, $E_g = 1424$ meV là độ rộng vùng cấm của vật liệu chấm, $A_p = 6 \times 10^4$ V/cm và độ rộng phổ $\Gamma = 0.1$ meV.



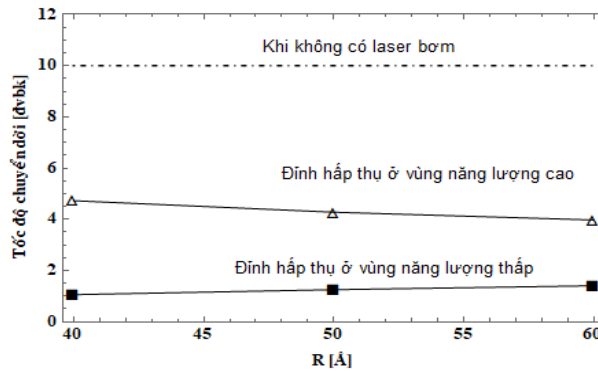
Hình 2. Phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử dạng đĩa với bán kính $R = 50$ Å khi chưa có laser bơm (đường đứt nét) và khi có laser bơm với độ lệch $\hbar\Delta\omega = 0$ (đường liền nét).

Trong hình 2, chúng tôi khảo sát phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử như một hàm theo tần số với $R = 50$ Å và $\hbar\Delta\omega = 0$ meV khi không có laser bơm và khi có laser bơm. Từ hình vẽ ta thấy rằng khi hệ được chiếu xạ bởi một laser bơm mạnh cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử, trong phổ hấp thụ của exciton xuất hiện hai đỉnh phổ tách biệt (đường nét liền) nằm đối xứng hai bên so với đỉnh phổ hấp thụ của exciton trong trường hợp không có laser bơm (đường nét đứt). Chúng ta có thể lý giải về kết quả này như sau. Trước khi có tác dụng của laser bơm, theo qui tắc lọc lựa đối với cấu trúc chấm lượng tử thì chỉ xảy ra một chuyển dời liên vùng giữa hai mức E_{10}^h và E_{10}^e khi hệ hấp thụ một photon dò (được minh họa bởi mũi tên mảnh trên hình 1a) ứng với việc xuất hiện một đỉnh hấp thụ trong phổ hấp thụ của exciton. Tuy nhiên, khi có laser bơm cộng hưởng với khoảng cách giữa hai mức của điện tử thì lúc này trạng thái của điện tử bị tái chuẩn hóa và các mức năng lượng ban đầu của điện tử được tách thành các mức con (hình 1b), cụ thể là mức E_{10}^e tách thành E_{10}^{e+} và E_{10}^{e-} , mức E_{11}^e tách thành E_{11}^{e+} và E_{11}^{e-} , được xác định tương ứng ở phương trình (17) và (18). Do đó khi hệ được chiếu bởi một laser dò phù hợp thì ta sẽ quan sát thấy hai đỉnh hấp thụ mới của exciton ứng với hai chuyển dời quang liên vùng từ mức của lỗ trống lên hai mức con được tách ra từ mức E_{10}^e của điện tử tuân theo qui tắc lọc lựa đối với cấu trúc chấm lượng tử. Ngoài ra để đảm bảo định luật bảo toàn năng lượng thì hai đỉnh hấp thụ mới này sẽ nằm đối xứng về hai bên so với đỉnh phổ ban đầu. Kết quả này cũng khẳng

định cho sự tồn tại hiệu ứng Stark quang học của exciton trong cấu trúc chấm lượng tử dạng đĩa.



Hình 3. Phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử dạng đĩa với các bán kính khác nhau khi có mặt của laser bơm với độ lệch $\hbar\Delta\omega = 0.3$ meV.



Hình 4. Sự phụ thuộc của tốc độ chuyển dời vào bán kính chấm của đỉnh hấp thụ năng lượng thấp, đỉnh hấp thụ năng lượng cao dưới tác dụng của laser bơm mạnh với độ lệch cộng hưởng $\hbar\Delta\omega = 0.3$ meV và đỉnh hấp thụ ban đầu khi không có laser bơm trong chấm lượng tử dạng đĩa.

Tiếp theo, chúng tôi mô tả phổ hấp thụ của exciton như một hàm theo tần số với $\hbar\Delta\omega = 0.3$ meV ứng với ba giá trị khác nhau của bán kính chấm R . Từ hình 3 ta thấy rằng trong cả ba trường hợp đều xuất hiện hai đỉnh trong phổ hấp thụ của exciton. Đồng thời, từ hình vẽ ta thấy rằng, khi bán kính chấm tăng thì các đỉnh hấp thụ có xu hướng dịch chuyển về phía vùng năng lượng photon thấp ứng với dịch chuyển đảo. Điều này là do khi bán kính chấm càng tăng thì các mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử và lỗ trống càng nhỏ làm cho các mức này sẽ dịch chuyển về gần nhau hơn. Do đó để kích thích chuyển dời quang từ mức của lỗ trống lên hai mức năng lượng tách của điện tử thì chỉ cần hấp thụ một photon có năng lượng thấp. Ngoài ra, khi bán kính chấm tăng thì độ cao của đỉnh hấp thụ ứng với mức năng lượng cao sẽ giảm, trong khi đó thì độ cao của đỉnh hấp thụ ứng với mức năng lượng thấp sẽ tăng. Kết quả này được thể hiện rõ ràng hơn ở hình 4.

4. KẾT LUẬN

Tóm lại, chúng tôi đã trình bày chi tiết lý thuyết về phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử dạng đĩa với bờ thế cao vô hạn bằng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa. Các kết quả thu được đã chỉ ra rằng dưới tác dụng của một laser bơm mạnh cộng hưởng với hai mức của điện tử thì trong phổ hấp thụ của exciton xuất hiện hai đỉnh mới như là bằng chứng cho sự tồn tại của hiệu ứng Stark quang học. Đồng thời, chúng tôi cũng đã giải thích rõ ràng cơ chế tách vạch phổ trong phổ hấp thụ của exciton khi có mặt laser bơm. Bên cạnh đó, các kết quả cũng cho thấy rằng biên độ và tốc độ dịch chuyển của hai đỉnh hấp thụ mới phụ thuộc mạnh vào bán kính của chấm. Khi tăng bán kính của chấm lượng tử thì các đỉnh hấp thụ dịch chuyển về vùng năng lượng thấp (dịch chuyển đỏ). Chúng tôi hy vọng rằng nghiên cứu lý thuyết này có thể đóng góp cho các nghiên cứu thực nghiệm và ứng dụng trong các lĩnh vực quang điện tử trong tương lai.

LỜI CẢM ƠN

Nghiên cứu này được thực hiện trong khuôn khổ Đề tài cấp Đại học Huế mã số DHH2021 – 01 – 191.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] T. Kaneko, M. Koshino, and T. Ando (2008). Numerical study of spin relaxation in a quantum wire with spin-orbit interaction, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, Vol. 78, no. 24, pp. 1–8.
- [2] L. Liu, H. Yao, H. Li, Z. Wang, and Y. Shi (2018). Recent advances of low-dimensional materials in lasing applications, *FlatChem*, Vol. 10, pp. 22–38.
- [3] M. Barati, M. R. K. Vahdani, and G. Rezaei (2007). Lower-lying states of hydrogenic impurity in lens-shaped and semi-lens-shaped quantum dots, *J. Phys. Condens. Matter*, Vol. 19, no. 13, pp. 136208.
- [4] G. Rezaei, B. Vaseghi, and N. A. Doostimotlagh (2012). Linear and nonlinear optical properties of spherical quantum dots: Effects of hydrogenic impurity and conduction band non-parabolicity, *Commun. Theor. Phys.*, Vol. 57, no. 3, pp. 485–489.
- [5] T. Chen, W. Xie, and S. Liang (2013). Optical and electronic properties of a two-dimensional quantum dot with an impurity, *J. Lumin.*, Vol. 139, pp. 64–68.
- [6] S. Yilmaz, H. Şafak, R. Şahingöz, and M. Erol (2010). Photoionization cross section and refractive-index change of hydrogenic impurities in a CdS-SiO₂ spherical quantum dot, *Cent. Eur. J. Phys.*, Vol. 8, no. 3, pp. 438–444.
- [7] A. J. Shields, M. P. O'Sullivan, I. Farrer, D. A. Ritchie, R. A. Hogg, M. L. Leadbeater, and M. Pepper (2000). Detection of single photons using a field-effect transistor gated by a layer of quantum dots, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 76, no. 25, pp. 3673–3675.
- [8] M. E. Mora-Ramos, A. El Aouami, F. Feddi, A. Radu, R. L. Restrepo, and C. A. Duque

- (2020). Donor impurity energy and optical absorption in spherical sector quantum dots, *Heliyon*, Vol. 6, p. e03194.
- [9] C. M. Duque, M. E. Mora-Ramos, and C. A. Duque, "Quantum disc plus inverse square potential. An analytical model for two-dimensional quantum rings: Study of nonlinear optical properties," *Ann. Phys. (Berlin)*, Vol. 524, pp. 327–337, 2012.
- [10] E. Leobandung, L. Guo, and S. Y. Chou (1995). Single hole quantum dot transistors in silicon, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 67, p. 2338.
- [11] S. Saravanan and A. J. Peter (2015). Binding Energy of a Magneto-exciton in an InAsP Quantum Well Wire for the Potential Application of Telecommunication Networks, *Mater. Today: Proc.*, Vol. 2. no.9, pp. 4373–4377.
- [12] J. Wu, S. Chen, A. Seeds, and H. Liu (2015). Quantum dot optoelectronic devices: lasers, photodetectors and solar cells, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 48, p. 363001.
- [13] C. W. Peng, and Y. Li (2010). Application of Quantum Dots-Based Biotechnology in Cancer Diagnosis : Current Status and Future Perspectives, *J. Nanomater.*, Vol. 2010, pp. 1–11.
- [14] I. V. Martynenko, A. P. Litvin, F. Purcell-Milton, A. V. Baranov, A. V. Fedorov, and Y. K. Gun'ko (2017). Application of semiconductor quantum dots in bioimaging and biosensing, *J. Mater. Chem. B*, Vol. 5, no. 33, pp. 6701–6727.
- [15] Y. Yang, M. Yang, K. Zhu, J. C. Johnson, J. J. Berry, J. van de Lagemaat, and M. C. Beard (2016). Large polarization-dependent exciton optical Stark effect in lead iodide perovskites, *Nat. Commun.*, Vol. 7, p. 12613.
- [16] D. Ahn (1989). Enhancement of the Stark Effect in Coupled Quantum Wells for Optical Switching Devices, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 25, no. 11, pp. 2260–2265.
- [17] A. Muller, W. Fang, J. Lawall, and G. S. Solomon (2009). Creating polarization-entangled photon pairs from a semiconductor quantum dot using the optical stark effect, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 103, no. 21, p. 217402.
- [18] Y. Rong, Y. Huo, E. T. Fei, M. Fiorentino, M. R. T. Tan, T. Ochalski, and J. S. Harris (2012). High speed optical modulation in Ge quantum wells using quantum confined stark effect, *Front. Optoelectron.*, Vol. 5, no. 1, pp. 82–89.
- [19] A. I. Bobrysheva, M. I. Shmiglyuk, and V. G. Pavlov (1997). Optical exciton Stark effect and quantum beats at exciton quasienergy levels in quantum wells, *Phys. Solid State*, Vol. 39, no. 7, pp. 1147–1149.
- [20] D. D. Phuoc, L. T. N. Bao, L. T. D. Hien, H. K. Hieu, and D. N. Thao (2020). A study on quantum beats of excitons in GaAs / AlGaAs circular cylindrical quantum wires, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 59, p. 125003.
- [21] D. N. Thao, L. T. N. Bao, D. D. Phuoc, and N. H. Quang (2017). A theoretical study of the optical Stark effect in InGaAs/InAlAs quantum dots, *Semicond. Sci. Technol.*, Vol. 32, p. 025014.
- [22] L. T. Ngoc Bao, D. D. Phuoc, L. T. Dieu Hien, and D. N. Thao (2021). On the optical stark effect of excitons in InGaAs prolate ellipsoidal quantum dots, *J. Nanomater.*, Vol. 2021, pp. 22–24.

THE ABSORPTION SPECTRUM OF EXCITON IN A GaAs/AlAs DISK-SHAPED QUANTUM DOT

Le Thi Dieu Hien^{1*}, Le Phuoc Dinh¹, Le Thi Khanh Phung², Dinh Nhu Thao^{3*}

¹University of Sciences, Hue University

²Vocational Education – Continuing Education of Hue City Center

³University of Education, Hue University

*Email: dnthao@hueuni.edu.vn

*Email: lehien32@husc.edu.vn

ABSTRACT

In this work, the excitonic absorption spectrum in a GaAs/AlAs disc-shaped quantum dot with infinity potential is theoretically investigated by using the renormalized wavefunction method. The absorption spectrum of the exciton is analyzed by calculating the interband optical transition rates between the lowest level of the hole and the lowest level of the electron. The numerical results show the existence of the exciton optical Stark effect via the appearance of two new peaks in the absorption spectrum under the influence of an intensity pump laser. Moreover, these resonance peaks tend to shift towards the low-energy region corresponding to the redshift as the dot radius increases.

Keywords: disc-shaped quantum dot, GaAs/AlAs, the absorption spectrum of exciton.



Lê Thị Diệu Hiền sinh ngày 03/02/1989 tại thành phố Huế. Năm 2011, bà tốt nghiệp cử nhân ngành Vật lý Tiên tiến tại Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế. Năm 2013, bà tốt nghiệp thạc sĩ chuyên ngành Vật lý lý thuyết và vật lý toán tại trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế. Từ năm 2013 đến nay, bà giảng dạy tại trường Đại học Khoa học, Đại học Huế.

Lĩnh vực nghiên cứu: Vật liệu có cấu trúc nano, mô phỏng lý thuyết.



Lê Phước Định sinh ngày 15/10/1991 tại Thành phố Huế. Năm 2014, ông tốt nghiệp cử nhân ngành Vật lý Chất rắn tại trường Đại học Khoa học, Đại học Huế. Năm 2017, ông tốt nghiệp Thạc sĩ chuyên ngành Vật lý Chất rắn và hiện nay công tác tại trường Đại học Khoa học, Đại học Huế.

Lĩnh vực nghiên cứu: vật lý chất rắn, kỹ thuật siêu âm, mô phỏng...



Lê Thị Khánh Phụng sinh ngày 10/02/1983 tại Huế. Năm 2006, bà tốt nghiệp Cử nhân khoa học ngành Vật lý tại Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế. Năm 2009 đến nay, bà là giáo viên của Trung tâm Giáo dục thường xuyên, Thành phố Huế, nay là Trung tâm Giáo dục nghề nghiệp – Giáo dục thường xuyên, Thành phố Huế.



Đinh Như Thảo sinh ngày 17/02/1975 tại thành phố Hải Dương. Năm 1997, ông tốt nghiệp Cử nhân khoa học ngành Vật lý tại Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế. Năm 1999, ông tốt nghiệp Thạc sĩ chuyên ngành Vật lý lý thuyết và Vật lý toán tại Viện Vật lý, Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam. Năm 2004, ông tốt nghiệp Tiến sĩ chuyên ngành Khoa học vật liệu tại Viện Khoa học và Công nghệ Tiên tiến Nhật Bản (JAIST). Năm 2013, ông được bổ nhiệm chức danh PGS. Từ năm 2005 đến nay ông giảng dạy tại Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế.

Lĩnh vực nghiên cứu: Vật lý lý thuyết và vật lý toán.