



HIỆU ỨNG STARK QUANG HỌC CỦA EXCITON TRONG GIẾNG LƯỢNG TỬ GaN/AIN

Lê Thị Ngọc Bảo^{1,2}, Đinh Như Thảo^{1*}

¹ Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế, 34 Lê Lợi, Huế, Việt Nam

² Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế, 77 Nguyễn Huệ, Huế, Việt Nam

Tóm tắt. Trong bài báo này chúng tôi nghiên cứu hiệu ứng Stark quang học của exciton trong giếng lượng tử bằng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa. Chúng tôi đã khảo sát phổ hấp thụ của exciton trong giếng lượng tử vuông góc sâu vô hạn dưới tác dụng của laser bơm cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử. Đồng thời, chúng tôi cũng khảo sát sự phụ thuộc của xác suất hấp thụ vào bề rộng của giếng lượng tử và độ lệch tần số cộng hưởng của laser bơm với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử. Kết quả cho thấy rằng khi có laser bơm cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử thì phổ hấp thụ của exciton bị tách thành hai đỉnh hấp thụ riêng biệt như là bằng chứng rõ ràng về sự tồn tại của hiệu ứng Stark quang học trong cấu trúc giếng lượng tử. Đồng thời, các kết quả cũng cho thấy phổ hấp thụ của exciton là một hàm của độ rộng của giếng lượng tử.

Từ khóa: exciton, giếng lượng tử, hiệu ứng Stark quang học, hàm sóng tái chuẩn hóa

1 Giới thiệu

Các cấu trúc bán dẫn thấp chiều đã và đang thu hút nhiều sự quan tâm của các nhà nghiên cứu do sở hữu nhiều tính chất khác thường so với các bán dẫn khối [2, 3]. Đặc biệt, các tính chất của các cấu trúc này có thể được thay đổi bằng cách điều chỉnh hình dạng và kích thước của chúng. Nhờ những tính chất ưu việt đó nên các cấu trúc bán dẫn thấp chiều được ứng dụng để tạo ra các linh kiện bán dẫn có hiệu năng cao [3]. Trong số các cấu trúc thấp chiều thì giếng lượng tử nhận được nhiều sự quan tâm nhất do dễ chế tạo và dễ ứng dụng [2, 3]. Việc nghiên cứu các tính chất của giếng lượng tử đã được tiến hành trong nhiều năm, nhưng vẫn còn nhiều vấn đề chưa được rõ như hiệu ứng Stark quang học. Hiệu ứng này gần đây nhận được nhiều sự quan tâm nghiên cứu do nó có thể ảnh hưởng mạnh lên tính chất quang của giếng lượng tử và có nhiều ứng dụng trong các lĩnh vực mới như thông tin lượng tử [1, 4, 6].

Trong bài báo này chúng tôi sẽ nghiên cứu hiệu ứng Stark quang học trong giếng lượng tử hình chữ nhật chế tạo từ cặp bán dẫn GaN/AIn. Cụ thể, chúng tôi sẽ nghiên cứu ảnh hưởng

* Liên hệ: dnthao@gmail.com

của laser bơm lên phổ hấp thụ của exciton bằng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa. Chúng tôi xét mô hình hệ ba mức năng lượng được chiếu bởi một laser bơm mạnh cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử. Phổ hấp thụ exciton sẽ được khảo sát bởi một laser dò có cường độ yếu. Kết quả cho thấy tồn tại hiệu ứng Stark quang học trong cấu trúc giếng lượng tử khảo sát. Đồng thời, các kết quả cũng cho thấy khi thay đổi bề rộng của giếng lượng tử thì phổ hấp thụ của exciton cũng bị dịch chuyển về các vùng năng lượng khác.

2 Mô hình và lý thuyết

2.1 Mô hình

Chúng tôi xét giếng lượng tử hình chữ nhật có bề rộng d với hàng rào thế cao vô hạn dọc theo trục Oz . Hàm sóng của điện tử và lỗ trống trong hệ này có thể được viết dưới dạng [6]:

$$\Psi_n^{e,h}(\vec{r}) = u_{c,v}^{e,h}(\rho)\psi_n^{e,h}(z), \quad (1)$$

trong đó

$$\psi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(\frac{n\pi z}{d}\right), \quad (2)$$

và $\rho^2 = x^2 + y^2$; $u_{c,v}^{e,h}(\rho)$ là các hàm sóng Bloch hai chiều của điện tử và lỗ trống, ký hiệu c, v chỉ phần hàm sóng Bloch nằm trong vùng dẫn và vùng hóa trị.

Chọn gốc tính năng lượng tại đỉnh vùng hóa trị, năng lượng của điện tử và lỗ trống trong giếng lượng tử được xác định như sau:

$$E_n^e = E_g + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m_e} + \frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2m_e d^2}, \quad (3)$$

$$E_n^h = \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m_h} + \frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2m_h d^2}, \quad (4)$$

trong đó E_g là năng lượng vùng cấm của chất bán dẫn; m_e, m_h lần lượt là khối lượng hiệu dụng của điện tử và lỗ trống trong bán dẫn khối; k_x, k_y lần lượt là các độ lớn của vectơ sóng dọc theo các trục Ox và Oy .

Hamiltonian mô tả tương tác của điện tử với trường điện từ được viết dưới dạng [7]:

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\frac{e}{m_0} \frac{A_x e^{-i\omega_x t}}{i\omega_x} \vec{n} \cdot \hat{\vec{p}}, \quad (5)$$

trong đó \vec{n} , $\hat{\vec{p}}$, A_x , ω_x tương ứng là vectơ phân cực, vectơ xung lượng của điện tử, cường độ và tần số của sóng laser; ký hiệu x để chỉ sóng dò hoặc sóng bơm.

Khi đó, biểu thức yếu tố ma trận cho chuyển dời quang từ trạng thái đầu $|i\rangle$ đến trạng thái cuối $|f\rangle$ được xác định như sau:

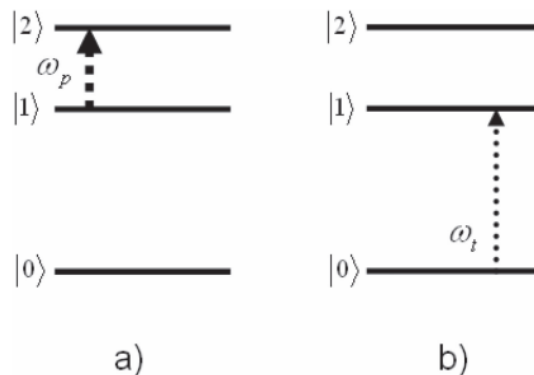
$$T_{fi} = \langle f | H_{\text{int}} | i \rangle, \quad (6)$$

trong đó

$$\begin{cases} |i\rangle = u_i(\rho) \psi_i^{e,h}(z), \\ |f\rangle = u_f(\rho) \psi_f^{e,h}(z). \end{cases} \quad (7)$$

2.2 Yếu tố ma trận cho chuyển dời quang giữa hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử

Chúng tôi xét mô hình hệ ba mức, trong đó mức thấp nhất $|0\rangle$ có năng lượng $E_0 = E_1^h$ tương ứng trạng thái lượng tử hóa đầu tiên của lỗ trống trong vùng hóa trị, hai mức còn lại $|1\rangle$ có năng lượng $E_1 = E_1^e$ và $|2\rangle$ có năng lượng $E_2 = E_2^e$ tương ứng với hai trạng thái lượng tử hóa thấp nhất của điện tử trong vùng dẫn như được minh họa trong Hình 1.



Hình 1. Mô hình hệ ba mức: E_0 là mức của lỗ trống, E_1 và E_2 là các mức của điện tử.

a) Chuyển dời quang giữa hai mức năng lượng của điện tử dưới tác dụng của laser bơm có tần số ω_p được ký hiệu bằng đường mũi tên nét đứt. b) Chuyển dời quang giữa hai mức $|0\rangle$ và $|1\rangle$ dưới tác dụng của laser dò có tần số ω_t được ký hiệu bằng đường mũi tên chấm chấm.

Trong mục này chúng tôi tính yếu tố ma trận cho chuyển dời quang giữa hai mức năng lượng của điện tử $|1\rangle$ và $|2\rangle$ dưới tác dụng của laser bơm. Hai trạng thái lượng tử hóa của điện tử lần lượt được mô tả như sau:

$$\begin{cases} |1\rangle = u_c(\rho)\psi_1^e(z), \\ |2\rangle = u_c(\rho)\psi_2^e(z). \end{cases} \quad (8)$$

Hamiltonian mô tả tương tác của điện tử với trường điện từ (phương trình (5)) có dạng:

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\frac{e}{m_0} \frac{A_p e^{-i\omega_p t}}{i\omega_p} \vec{n} \cdot \hat{\vec{p}}, \quad (9)$$

trong đó A_p và ω_p lần lượt là cường độ và tần số của laser bơm. Yếu tố ma trận chuyển dời liên vùng con giữa hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử được xác định như sau:

$$v_{21} = \langle 2 | \hat{H}_{\text{int}} | 1 \rangle = \langle 2 | \hat{V} | 1 \rangle e^{-i\omega_p t} = V_{21} e^{-i\omega_p t}. \quad (10)$$

Chọn vectơ phân cực ánh sáng dọc theo trục z thì biểu thức của V_{21} có dạng:

$$V_{21} = \frac{16d}{9\pi^2} \cdot \frac{eA_p m_e}{m_0 \omega_p \hbar} (E_2 - E_1). \quad (11)$$

Tính toán tương tự:

$$\begin{cases} V_{12} = V_{21}^*, \\ V_{11} = V_{22} = 0, \end{cases} \quad (12)$$

trong đó V_{21}^* là liên hợp phức của V_{21} .

2.3 Hấp thụ exciton khi không có laser bơm

Việc tiếp theo là tính yếu tố ma trận cho chuyển dời giữa hai mức thấp nhất của lỗ trống $|0\rangle$ và điện tử $|1\rangle$ khi không có laser bơm, quá trình được mô tả bằng đường chấm chấm trong Hình 1b. Đây là sự chuyển dời liên vùng với trạng thái đầu và trạng thái cuối được xác định như sau:

$$\begin{cases} |0\rangle = u_v(\rho)\psi_1^h(z), \\ |1\rangle = u_c(\rho)\psi_1^e(z). \end{cases} \quad (13)$$

Dưới tác dụng của laser dò, yếu tố ma trận của chuyển dời giữa hai mức lượng tử hóa của lỗ trống và điện tử được xác định như sau:

$$T_{10} = \left\langle 1 \mid \hat{H}_{\text{int}} \mid 0 \right\rangle, \quad (14)$$

trong đó \hat{H}_{int} có biểu thức được xác định từ phương trình (5) như sau:

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\frac{e}{m_0} \frac{A_t e^{-i\omega_t t}}{i\omega_t} \vec{n} \cdot \hat{\vec{p}}. \quad (15)$$

Thay biểu thức (15) vào biểu thức (14) và sử dụng tính chất trực chuẩn của các hàm sóng Bloch $u_{c,v}(\rho)$ và của các hàm $\psi_n^{e,h}(z)$, biểu thức yếu tố ma trận chuyển dời T_{10} có dạng:

$$T_{10} = -\frac{eA_t p_{cv}}{m_0 i\omega_t} e^{i(E_1 - E_0 - \hbar\omega_t)t}, \quad (16)$$

trong đó

$$p_{cv} = \left\langle u_c(\rho) \mid \vec{n} \hat{\vec{p}} \mid u_v(\rho) \right\rangle, \quad (17)$$

là yếu tố ma trận phân cực giữa vùng dẫn và vùng hóa trị.

Từ đó, biểu thức tốc độ chuyển dời (hay xác suất hấp thụ trong một đơn vị thời gian) dưới tác dụng của laser dò có dạng:

$$W_0 = \frac{2\pi}{\hbar} |T_{10}|^2 \delta(E_1 - E_0 - \hbar\omega_t). \quad (18)$$

Áp dụng công thức hàm dạng Lorentz:

$$\delta(x) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Gamma}{x^2 + \Gamma^2}, \quad (19)$$

biểu thức tốc độ chuyển dời (18) được viết lại dưới dạng gần đúng như sau:

$$W_0 = \frac{2}{\hbar} \cdot \left(\frac{eA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \right)^2 \cdot \frac{\Gamma}{(E_1 - E_0 - \hbar\omega_t)^2 + \Gamma^2}, \quad (20)$$

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

Đặt

$$B = \frac{2}{\hbar} \cdot \left(\frac{eA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \right)^2, \quad (21)$$

và

$$E_g^{well} = E_1 - E_0. \quad (22)$$

Từ đó, biểu thức của tốc độ chuyển dời được viết lại như sau:

$$W_0 = B \cdot \frac{\Gamma}{(E_g^{well} - \hbar\omega_t)^2 + \Gamma^2}. \quad (23)$$

2.4 Hấp thụ exciton trong trường hợp có laser bơm

Trong mục này, phổ hấp thụ của exciton khi hệ được chiếu bởi laser dò trong trường hợp có mặt của laser bơm với tần số gần bằng khoảng cách hai mức năng lượng của điện tử sẽ được khảo sát. Khi có sóng bơm cộng hưởng với khoảng cách hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử thì hàm sóng của điện tử bị tái chuẩn hóa dưới tác dụng của sóng bơm, hàm sóng tái chuẩn hóa bây giờ có dạng:

$$\Pi_{mix}^e(\vec{r}, t) = \sum_{j=1}^2 c_j(t) e^{-\frac{i}{\hbar} E_j t} |\Pi_j(\vec{r})\rangle, \quad (24)$$

trong đó $\Pi_j(\vec{r})$ với $n = 1, 2$ là hàm sóng của điện tử ở trạng thái dừng tương ứng với các mức năng lượng E_j khi chưa có tác dụng của laser bơm. Các hệ số $c_j(t)$ được xác định từ phương trình Schrödinger phụ thuộc thời gian và có biểu thức được xác định như sau:

$$\begin{cases} c_1(t) = \frac{1}{2\Omega_R} (\alpha_1 e^{i\alpha_2 t} + \alpha_2 e^{-i\alpha_1 t}), \\ c_2(t) = -\frac{V_{21}}{2\Omega_R \hbar} (e^{i\alpha_1 t} - e^{-i\alpha_2 t}), \end{cases} \quad (25)$$

trong đó

$$\begin{cases} \alpha_1 = \Omega_R - \frac{\Delta\omega}{2}, \\ \alpha_2 = \Omega_R + \frac{\Delta\omega}{2}, \end{cases} \quad (26)$$

với

$$\begin{cases} \Omega_R = \sqrt{\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2 + \frac{|V_{12}|^2}{\hbar^2}}, \\ \Delta\omega = \omega_p - \omega_{21}, \end{cases} \quad (27)$$

và

$$\hbar\omega_{21} = E_2 - E_1 \equiv E_2^e - E_1^e, \quad (28)$$

$$V_{21} = \frac{16d}{9\pi^2} \cdot \frac{eA_p m_e}{m_0 \omega_p \hbar} (E_2 - E_1). \quad (29)$$

Thay các hệ số $c_j(t)$ ở phương trình (25) vào phương trình (24), biểu thức hàm sóng của điện tử tái chuẩn hóa dưới tác dụng của sóng bơm có dạng:

$$\Pi_{\text{mix}}^e(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\Omega_R} (\alpha_1 e^{i\alpha_2 t} + \alpha_2 e^{-i\alpha_2 t}) e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t} \Pi_1(\vec{r}) - \frac{V_{21}}{2\Omega_R \hbar} (e^{i\alpha_2 t} - e^{-i\alpha_2 t}) e^{-\frac{i}{\hbar} E_2 t} \Pi_2(\vec{r}). \quad (30)$$

Hay

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{mix}}^e(\vec{r}, t) = & \frac{1}{2\Omega_R} \left(\alpha_1 e^{-\frac{i}{\hbar}(E_1 - \hbar\alpha_2)t} + \alpha_2 e^{-\frac{i}{\hbar}(E_1 + \hbar\alpha_1)t} \right) \Pi_1(\vec{r}) \\ & - \frac{V_{21}}{2\Omega_R \hbar} \left(e^{-\frac{i}{\hbar}(E_2 - \hbar\alpha_1)t} - e^{-\frac{i}{\hbar}(E_2 + \hbar\alpha_2)t} \right) \Pi_2(\vec{r}). \end{aligned} \quad (31)$$

Biểu thức (31) cho thấy phổ năng lượng tương ứng với hàm sóng (31) gồm bốn mức như sau:

$$\begin{cases} E_1^- = E_1 - \hbar\alpha_2, \\ E_1^+ = E_1 + \hbar\alpha_1, \end{cases} \quad (32)$$

và

$$\begin{cases} E_2^- = E_2 - \hbar\alpha_1, \\ E_2^+ = E_2 + \hbar\alpha_2. \end{cases} \quad (33)$$

Sử dụng (32) và (33), hàm sóng của điện tử tái chuẩn hóa dưới tác dụng của sóng bơm ở biểu thức (31) có thể được viết lại dưới dạng:

$$\Pi_{\text{mix}}^e(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\Omega_R} \left(\alpha_1 e^{-\frac{i}{\hbar} E_1^- t} + \alpha_2 e^{-\frac{i}{\hbar} E_1^+ t} \right) \Pi_1(\vec{r}) - \frac{V_{21}}{2\Omega_R \hbar} \left(e^{-\frac{i}{\hbar} E_2^- t} - e^{-\frac{i}{\hbar} E_2^+ t} \right) \Pi_2(\vec{r}). \quad (34)$$

Từ đó, biểu thức của yếu tố ma trận cho chuyển dời quang giữa trạng thái của lỗ trống và trạng thái tái chuẩn hóa của điện tử dưới tác dụng của laser dò được xác định như sau

$$T_{\text{mix},0} = -\frac{eA_t p_{cv}}{m_0 i \omega_t} \left[\frac{1}{2\Omega_R} (\alpha_1 e^{i\alpha_2 t} + \alpha_2 e^{-i\alpha_1 t}) \right]^* \times e^{\frac{i}{\hbar}(E_g^{\text{well}} - \hbar\omega_t)t} \quad (35)$$

Tính toán tương tự như trường hợp không có tác dụng của laser bơm, biểu thức tốc độ chuyển dời (hay xác suất hấp thụ trong một đơn vị thời gian) dưới tác dụng của laser dò trong trường hợp có sóng bơm được xác định như sau

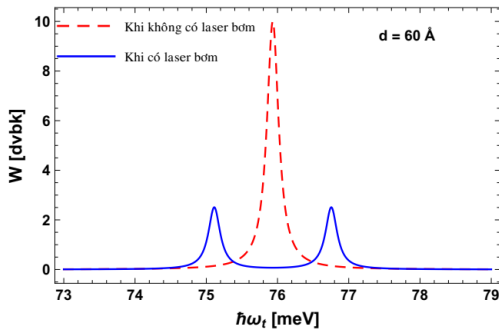
$$W = B \cdot \left[\left(\frac{\alpha_1}{2\Omega_R} \right)^2 \frac{\Gamma}{(E_g^{\text{well}} - \hbar\omega_t - \hbar\alpha_2)^2 + \Gamma^2} + \left(\frac{\alpha_2}{2\Omega_R} \right)^2 \frac{\Gamma}{(E_g^{\text{well}} - \hbar\omega_t + \hbar\alpha_1)^2 + \Gamma^2} \right], \quad (36)$$

trong đó B có biểu thức được xác định ở (21).

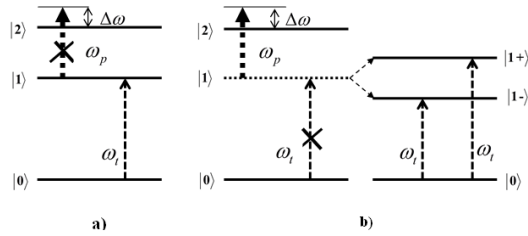
3 Kết quả tính số và thảo luận

Trong mục này, chúng tôi thực hiện tính số đối với tốc độ chuyển dời khi không có và khi có tác dụng của laser bơm trong giếng lượng tử GaN/AlN. Các thông số được sử dụng để tính số là: khối lượng hiệu dụng của điện tử và lỗ trống trong vật liệu giếng GaN ở 300 K là $m_e = 0,19m_0$ và $m_h = 0,60m_0$ (với m_0 là khối lượng của điện tử tự do); độ rộng vùng cấm của vật liệu giếng là $E_g = 3400$ meV; biên độ của laser bơm là $A_p = 4 \times 10^4$ V/cm và độ rộng phổ là $\Gamma = 0,1$ meV.

Hình 2 mô tả sự phụ thuộc của xác suất hấp thụ trong một đơn vị thời gian theo tần số với bề rộng của giếng lượng tử $d = 60$ Å trong hai trường hợp: khi không có laser bơm tương ứng với đường đứt nét và khi có laser bơm tương ứng với đường liền nét. Khi không có laser bơm thì phổ hấp thụ chỉ cho thấy một đỉnh hấp thụ, tương ứng với sự chuyển dời liên vùng giữa hai mức năng lượng lượng tử hóa thấp nhất của lỗ trống và điện tử (Hình 3a). Điều này có thể được giải thích bởi quy tắc lọc lựa đối với chuyển dời quang liên vùng trong giếng lượng tử. Tuy nhiên, khi chiếu một laser bơm cộng hưởng với hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử thì trong đồ thị xuất hiện hai đỉnh hấp thụ của exciton trong phổ. Hai đỉnh hấp thụ này nằm đối xứng ở hai bên đỉnh ban đầu. Đây là các chuyển dời được mô tả trên Hình 3b. Khi có sóng bơm laser cộng hưởng với hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử thì mỗi mức năng lượng của điện tử được tách thành hai mức con. Trong phổ hấp thụ sẽ xuất hiện hai chuyển dời từ mức năng lượng của lỗ trống lên hai mức con bị tách $|1+\rangle$ và $|1-\rangle$ của mức năng lượng thứ nhất của điện tử, tuân theo quy tắc lọc lựa. Sự xuất hiện của hai đỉnh hấp thụ mới này khi có mặt của laser bơm tương tự như hiệu ứng Stark-hiện tượng tách vạch phổ của nguyên tử khi được đặt trong một điện trường ngoài. Kết quả này chứng tỏ sự tồn tại của hiệu ứng Stark quang học trong mô hình hệ ba mức trong giếng lượng tử.



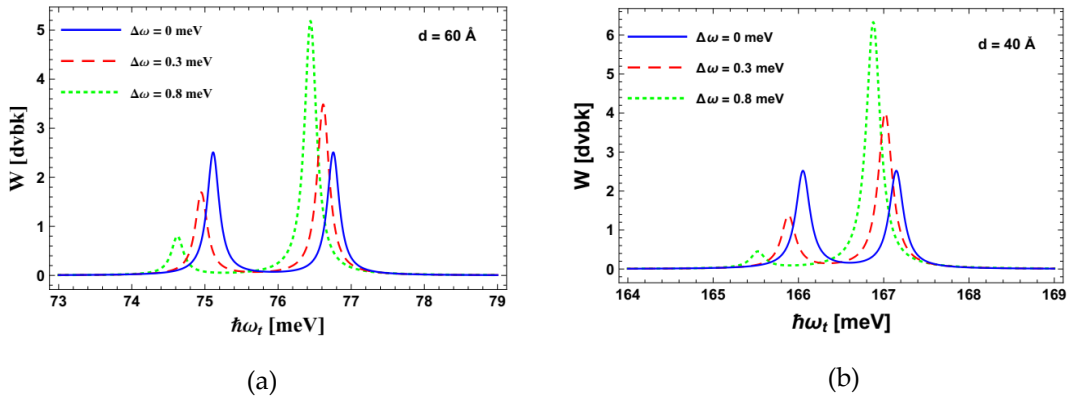
Hình 2. Phổ hấp thụ của exciton trong giếng lượng tử có bề rộng $d = 60 \text{ \AA}$ khi có sóng bơm và khi không có sóng bơm trong trường hợp $\Delta\omega = 0 \text{ meV}$.



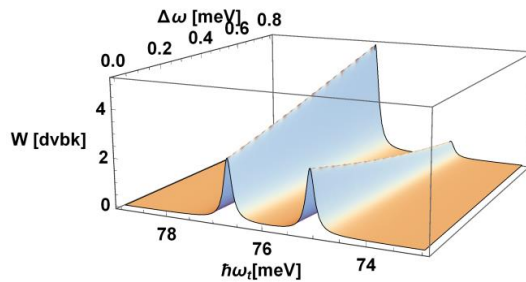
Hình 3. a) Chuyển dời từ mức năng lượng của lỗ trống lên mức năng lượng đầu tiên của điện tử khi không có sóng bơm laser. b) Khi có sóng bơm laser cộng hưởng với hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử, mỗi mức năng lượng của điện tử được tách thành hai mức con; tồn tại chuyển dời từ mức năng lượng của lỗ trống lên hai mức con của mức năng lượng thứ nhất của điện tử $|1+\rangle$ và $|1-\rangle$ tuân theo quy tắc lọc lựa.

Hình 4a mô tả sự phụ thuộc của xác suất hấp thụ trong một đơn vị thời gian theo tần số với bề rộng của giếng lượng tử $d = 60 \text{ \AA}$ trong trường hợp có laser bơm với các độ lệch cộng hưởng khác nhau $\Delta\omega = 0 \text{ meV}$ (đường liền nét), $\Delta\omega = 0,1 \text{ meV}$ (đường đứt nét) và $\Delta\omega = 0,3 \text{ meV}$ (đường chấm chấm). Hình 4a cho thấy trong ba trường hợp đều xuất hiện hai đỉnh của exciton trong phổ hấp thụ. Điều này một lần nữa khẳng định sự tồn tại hiệu ứng Stark quang học trong mô hình hệ ba mức trong giếng lượng tử. Đồng thời, đồ thị cũng cho thấy độ cao của các đỉnh là khác nhau. Độ cao của hai đỉnh hấp thụ phụ thuộc rất nhạy vào độ lệch cộng hưởng. Khi độ lệch cộng hưởng thay đổi thì độ cao của hai đỉnh hấp thụ cũng thay đổi theo. Độ lệch cộng hưởng càng tăng thì độ cao một đỉnh hấp thụ càng lúc càng tăng lên trong khi đỉnh còn lại càng lúc càng giảm đi.

Sự phụ thuộc của xác suất hấp thụ trong một đơn vị thời gian theo tần số trong trường hợp bề rộng của giếng lượng tử $d = 40 \text{ \AA}$ được khảo sát trên Hình 4b. Hình 4a và 4b cho thấy với cùng một độ lệch cộng hưởng $\Delta\omega = 0,8 \text{ meV}$, độ cao của đỉnh hấp thụ thấp thay đổi theo bề rộng của giếng lượng tử. Khi bề rộng của giếng lượng tử giảm, đỉnh hấp thụ dịch chuyển dần về vùng năng lượng cao theo quy luật năng lượng tỉ lệ nghịch với bình phương của bề rộng giếng, điều này chứng tỏ sự ảnh hưởng rõ rệt của hiệu ứng giam giữ lượng tử. Hơn nữa, khi độ lệch cộng hưởng thay đổi thì vị trí của các đỉnh cũng thay đổi theo. Điều này được thể hiện rõ trên Hình 5. Khi độ lệch cộng hưởng tăng từ 0 meV đến $0,8 \text{ meV}$ thì độ cao của một đỉnh có xu hướng tiến đến không trong khi độ cao của đỉnh còn lại tăng dần. Tuy nhiên, cả hai đỉnh đều dịch chuyển về cùng một hướng và vị trí của hai đỉnh phụ thuộc đơn điệu vào độ lệch cộng hưởng.



Hình 4. Sự phụ thuộc của xác suất hấp thụ vào tần số khi có sóng bơm với các độ lệch cộng hưởng khác nhau $\Delta\omega = 0$ meV (đường liền nét), $\Delta\omega = 0,3$ meV (đường đứt nét) và $\Delta\omega = 0,8$ meV (đường chấm chấm) trong hai trường hợp $d = 60$ Å ở Hình (a) và $d = 40$ Å ở Hình (b).



Hình 5. Phổ hấp thụ của exciton trong giếng lượng tử khi có tác dụng của laser bơm trong trường hợp bề rộng của giếng $d = 60$ Å như là hàm của độ lệch của sóng bơm với khoảng cách hai mức năng lượng $\Delta\omega$ và năng lượng photon $\hbar\omega_t$.

4 Kết luận

Chúng tôi đã nghiên cứu hiệu ứng Stark quang học trong giếng lượng tử hình chữ nhật GaN/AlN dưới tác dụng của laser bơm cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử bằng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa. Chúng tôi đã đưa ra được biểu thức xác suất hấp thụ exciton trong một đơn vị thời gian trong giếng lượng tử với bờ thế cao vô hạn. Kết quả cho thấy khi có sóng bơm cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử thì hai đỉnh hấp thụ mới của exciton xuất hiện như là bằng chứng rõ ràng về sự tồn tại của hiệu ứng Stark quang học trong cấu trúc giếng lượng tử này. Biên độ và vị trí của hai đỉnh hấp thụ này phụ thuộc chủ yếu vào độ lệch cộng hưởng giữa sóng bơm laser và hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử. Đặc biệt, kết quả cũng cho thấy độ lớn của hai đỉnh hấp thụ phụ thuộc rất nhạy vào độ lệch cộng hưởng và càng nhạy khi kích thước của chấm lượng tử càng nhỏ.

Lời cảm ơn: Nghiên cứu này được tài trợ bởi Quỹ Phát triển khoa học và công nghệ Quốc gia (NAFOSTED) trong đề tài mã số 103.01-2017.321.

Tài liệu tham khảo

1. Bobrysheva A. I., Shmiglyuk M. I. and Pavlov V. G. (1997), "Optical exciton Stark effect and quantum beats at exciton quasienergy levels in quantum wells", *Phys. Solid State*, Vol. 39, pp. 1947–1949.
2. Floris A. Z., Andrew S. D., Andrea M., Michelle Y. S., Lloyd C. L. H., Gerhard K., Sven R., Susan N. C. and Mark A. E. (2013), "Silicon quantum electronics", *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 85, pp. 1–64.
3. James L. H. and Tae-In Jeon (2012), "A review of the Terahertz conductivity of bulk and nano-materials", *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Vol. 33, pp. 1–55.
4. Lehmen A. V., Chemla D. S., Zucker J. E., Heritage J.P. (1986), "Optical Stark effect on excitons in GaAs quantum wells", *Opt. Lett.*, Vol. 11, pp. 609–611.
5. Nguyễn Ngọc Long (2007), *Vật lý chất rắn*, Nhà xuất bản Đại học Quốc gia Hà Nội.
6. Nguyễn Hồng Quang, Bobrysheva (1993), "The Influence of the Resonant Electromagnetic Field on Light Absorption by Exciton and Biexciton in Quantum Well", *Physica Scripta*, Vol. 47, pp. 121–123.
7. Dinh Nhu Thao, Le Thi Ngoc Bao, Duong Dinh Phuoc, Nguyen Hong Quang (2017), "A theoretical study of the optical Stark effect in InGaAs/InAlAs quantum dots", *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 32, pp. 025014-1–025014-8.

OPTICAL STARK EFFECT IN GaN/AlN QUANTUM WELLS

Lê Thị Ngọc Bảo^{1,2}, Đinh Như Thảo^{1*}

¹ University of Education, Hue University, 34 Le Loi St., Hue, Vietnam

² University of Sciences, Hue University, 77 Nguyen Hue St., Hue, Vietnam

Abstract. In this paper, we study the optical Stark effect of excitons in GaN/AlN quantum wells using renormalization wavefunction formulation. We investigated the absorption spectrum of excitons in an infinite quantum well under the effect of a strong resonant pump laser with two-electron quantized levels. We also investigated the dependence of the absorption probability on the width of the quantum well and the pump laser detuning. The results indicate that in the presence of a strong resonant pump laser with two quantized levels of electrons, two new absorption peaks of excitons appear in the absorption spectrum as clear evidence of the optical Stark effect in this quantum well structure. The results also show that the absorption spectrum of excitons are functions of the well width.

Keywords: exciton, quantum wells, optical Stark effect, renormalization wavefunction formulation