

NGHIÊN CỨU HIỆU ỨNG STARK QUANG HỌC TRONG CHẤM LƯỢNG TỬ InN/GaN

PHAN THỊ ÁI NHỊ

LÊ THỊ NGỌC BẢO, DINH NHƯ THẢO

Khoa Vật lý, trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế

Tóm tắt: Trong bài báo này chúng tôi nghiên cứu hiệu ứng Stark quang học trong mô hình hệ ba mức trong chấm lượng tử InN/GaN. Chúng tôi khảo sát phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử hình cầu dưới tác dụng của sóng bơm laser cộng hưởng với hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử bằng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa. Chúng tôi đã xác định được biểu thức xác suất hấp thụ trong một đơn vị thời gian và khảo sát sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ vào bán kính của chấm lượng tử, độ lệch cộng hưởng trong trường hợp có sóng bơm.

Từ khóa: Hiệu ứng Stark quang học, chấm lượng tử, InN, GaN, độ lệch cộng hưởng

1 GIỚI THIỆU

Ngày nay, vật lý học đã có sự chuyển hướng đối tượng nghiên cứu chính từ các vật liệu bán dẫn khối có cấu trúc ba chiều sang bán dẫn thấp chiều. Các hệ bán dẫn thấp chiều là những hệ có cấu trúc phẳng hai chiều như giếng lượng tử, cấu trúc một chiều như dây lượng tử và cấu trúc không chiều như chấm lượng tử [1]. Một trong những cấu trúc thấp chiều đang được quan tâm nghiên cứu là chấm lượng tử. Chấm lượng tử là cấu trúc giam giữ hạt vi mô trong cả ba chiều không gian. Hiệu ứng giam giữ lượng tử trong chấm lượng tử thể hiện rất rõ và phụ thuộc mạnh vào kích thước của chấm. Hiệu ứng Stark quang học là hiện tượng tách mức năng lượng của điện tử (lỗ trống) dưới tác dụng của sóng bơm laser cộng hưởng với hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử (lỗ trống). Hiệu ứng này đã làm thay đổi đáng kể phổ hấp thụ của exciton. Vì vậy nó đã tạo ra sự thay đổi lớn trong các ứng dụng quang học [2].

Gần đây, chất bán dẫn nhóm III-nitride đã trở thành trọng tâm của nghiên cứu do đặc tính vật lý độc nhất và tiềm năng cao của chúng. Các đặc tính đó thể hiện rõ trong dị cấu

Tạp chí Khoa học và Giáo dục, Trường Đại học Sư phạm Huế

ISSN 1859-1612, Số 01(45)/2018: tr. 77-84

Ngày nhận bài: 06/10/2017; Hoàn thành phản biện: 11/10/2017; Ngày nhận đăng: 23/10/2017

trúc bán dẫn InN/GaN đó là tính dẫn điện, dẫn nhiệt tốt, hoạt động ở nhiệt độ cao, sự phân cực mạnh ảnh hưởng đến các tính chất quang và điện của vật liệu [3]. Trong bài báo này chúng tôi nghiên cứu hiệu ứng Stark quang học trong chấm lượng tử InN/GaN bằng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa.

2 LÝ THUYẾT

Giả sử chấm lượng tử InN/GaN có bán kính R với thế giam cầm đối xứng cầu với hàng rào thế cao vô hạn

$$U(r) = \begin{cases} 0 & r \leq R \\ \infty & r > R \end{cases}. \quad (1)$$

Xét mô hình hệ ba mức trong đó mức một là mức năng lượng của lỗ trống ở vùng hóa trị, mức hai và mức ba là các mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử ở vùng dẫn, ta kí hiệu các trạng thái tương ứng với các mức năng lượng đó lần lượt là $|0\rangle$, $|1\rangle$ và $|2\rangle$.

Hàm sóng mô tả trạng thái chuyển động của điện tử - lỗ trống trong chấm lượng tử được viết dưới dạng [4]

$$\Psi^{e,h} = (r, \theta, \varphi) = Y_{\ell m}(\theta, \varphi) f_{nl}(r), \quad (2)$$

trong đó $Y_{\ell m}(\theta, \varphi)$ là hàm điều hòa cầu, $f_{nl}(r)$ là hàm sóng xuyên tâm có dạng

$$f_{nl}(r) = \sqrt{\frac{2}{R^3} \frac{j_\ell(\chi_{nl} \frac{r}{R})}{j_{\ell+1}(\chi_{nl})}}, \quad (3)$$

với χ_{nl} các không điểm của hàm Bessel. Chọn gốc tính năng lượng tại đỉnh vùng hóa trị, năng lượng liên kết của điện tử và lỗ trống là

$$E_{nl}^e = E_g + \frac{\hbar^2 \chi_{nl}^2}{2m_e R^2}; E_{nl}^h = \frac{\hbar^2 \chi_{nl}^2}{2m_h R^2}, \quad (4)$$

trong đó m_e và m_h lần lượt là khối lượng hiệu dụng của điện tử và lỗ trống trong bán dẫn khối. Hàm sóng tổng quát của điện tử và lỗ trống được xác định bởi

$$\Psi(\vec{r}) = u_{c,v}(\vec{r}) \Psi^{e,h}(\vec{r}), \quad (5)$$

với $u_{c,v}(\vec{r})$ là hàm sóng Bloch tại $k = 0$. Ta kí hiệu các trạng thái đầu và trạng thái cuối là

$$\begin{cases} |i\rangle = u_{vi}(\vec{r}) \Psi_i^{e,h}(\vec{r}) \\ |f\rangle = u_{vf}(\vec{r}) \Psi_f^{e,h}(\vec{r}) \end{cases}. \quad (6)$$

Khảo sát các chuyển dời nội vùng, ta có $u_{vi} = u_{vf}$ và sóng bơm được giả thiết có dạng sau

$$\vec{A}_p(t) = \vec{n}c \frac{\vec{A}_p}{i\omega_p} e^{-i\omega_p t}. \quad (7)$$

Yếu tố ma trận chuyển dời giữa trạng thái $|i\rangle$ và trạng thái $|f\rangle$ có dạng

$$v_{fi} = \frac{e}{m_0} \frac{A_p \cdot e^{-i\omega_p t}}{i\omega_p} \left\langle \Psi_f^{e,h}(\vec{r}) \left| \vec{n} \cdot \vec{p} \right| \Psi_i^{e,h}(\vec{r}) \right\rangle. \quad (8)$$

Chọn $|i\rangle = |1\rangle$, $|f\rangle = |2\rangle$ lần lượt là trạng thái tương ứng với mức năng lượng cơ bản và mức năng lượng kích thích của điện tử trong mẫu ba mức ở trên. Biểu thức yếu tố ma trận chuyển dời giữa hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử, tức là hai mức $1s$ và $1p$ là

$$v_{21} = V_{21} e^{-i\omega t}, \quad (9)$$

trong đó

$$V_{21} = \frac{eA_p}{\hbar\omega_p} \frac{m_e}{m_0} \frac{1}{\sqrt{3}} (E_{1p}^e - E_{1s}^e) \times 2R \frac{1}{j_1(\chi_{1s})} \frac{1}{j_2(\chi_{1p})} \int_0^1 j_0(\chi_{1s}r) j_1(\chi_{1p}r) r^3 dr. \quad (10)$$

Khảo sát các chuyển dời quang liên vùng, tức là $u_{vi} \neq u_{vf}$ và giả thiết sóng dò có dạng

$$\vec{A}_t(t) = \vec{n}c \frac{A(t)}{i\omega} e^{-i\omega t}. \quad (11)$$

Chọn $|i\rangle = |0\rangle$, $|f\rangle = |1\rangle$ lần lượt là trạng thái của lỗ trống và trạng thái tương ứng mức năng lượng đầu tiên của điện tử trong mẫu ba mức ở trên, ta có yếu tố ma trận chuyển dời được xác định như sau

$$T_{10} = \frac{e}{m_0} \frac{A_t e^{-i\omega t}}{i\omega_t} p_{cv}. \quad (12)$$

Từ biểu thức của T_{10} ta suy ra biểu thức xác suất hấp thụ trong một đơn vị thời gian

$$W_0 = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{eA_t}{\omega_t} \frac{p_{cv}}{m_0} \right)^2 \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{(E_g^{dot} - \hbar\omega_t)^2 + \Gamma^2}, \quad (13)$$

trong đó Γ là độ rộng vạch phổ, ở đây ta đã đặt

$$E_g^{dot} = E_{1s}^e - E_{1s}^h. \quad (14)$$

Giả thiết cường độ sóng bơm là mạnh, cường độ sóng dò hấp thụ là yếu. Ta cũng giả thiết độ lệch tần số cộng hưởng của sóng bơm với hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử rất nhỏ so với tần số của sóng bơm và độ rộng vùng cấm của bán dẫn khối

$$\Delta\omega \ll \omega_p \ll E_g/\hbar. \quad (15)$$

Khi có sóng bơm các hàm sóng của điện tử bị tái chuẩn hóa dưới tác dụng của sóng bơm, hàm sóng tái chuẩn hóa bây giờ có dạng

$$\Phi_1^e(\vec{r}, t) = \sum_n c_n(t) e^{-\frac{i}{\hbar} E_n t} |n\rangle, \quad (16)$$

trong đó $|n\rangle = \psi_n^e(r, \theta, \varphi)$, n là kí hiệu trạng thái thứ n của điện tử.

Ta có

$$\hbar\omega_{21} = E_2 - E_1 = E_{1p}^e - E_{1s}^e. \quad (17)$$

Giả sử $E_1 < E_2$ và tại $t = 0$ thì $c_1(0) = 1$ và $c_2(0) = 0$ tức là hạt nằm ở mức E_1 , ta tìm được

$$\begin{cases} c_1(t) = \frac{1}{2\Omega} (\alpha_1 e^{i\alpha_2 t} + \alpha_2 e^{-i\alpha_1 t}) \\ c_2(t) = -\frac{V_{21}}{2\Omega\hbar} (e^{i\alpha_1 t} - e^{-i\alpha_2 t}) \end{cases}, \quad (18)$$

trong đó ta đặt

$$\begin{cases} \alpha_1 = -\frac{\Delta\omega}{2} + \Omega \\ \alpha_2 = \frac{\Delta\omega}{2} + \Omega \end{cases} \quad (19)$$

và

$$\begin{cases} \Omega = \sqrt{\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2 - \frac{|V_{12}|}{\hbar^2}} \\ \Delta\omega = \omega_p - \omega_{21} \end{cases}. \quad (20)$$

Chọn $|i\rangle = |0\rangle$, $|f\rangle = |\Phi_1^e(\vec{r}, t)\rangle$ lần lượt là trạng thái của lỗ trống và trạng thái hàm sóng điện tử tái chuẩn hóa được xác định ở biểu thức (16), ta có yếu tố ma trận chuyển dời giữa trạng thái $1s$ của lỗ trống và trạng thái trộn của điện tử là

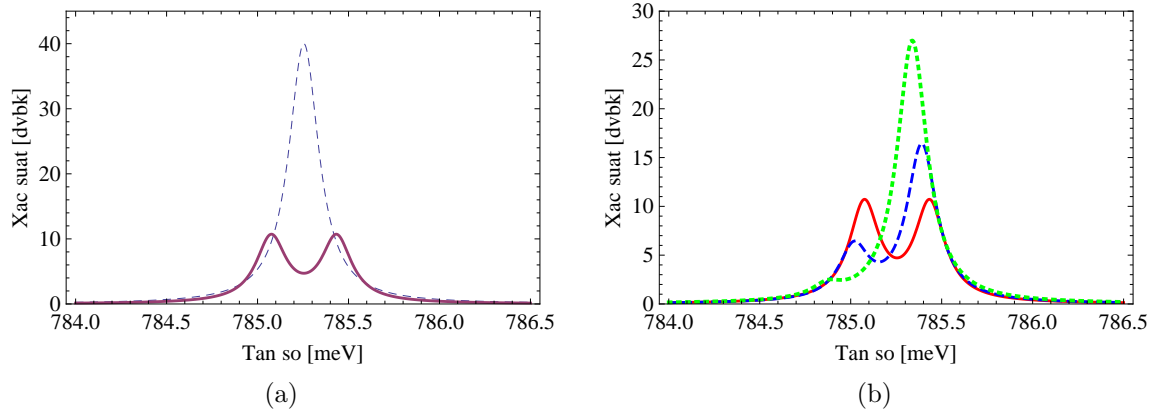
$$T_{\text{mix},0} = -\frac{eA_t e^{-i\omega_t t}}{-i\omega_t} \frac{p_{cv}}{m_0} \left(\frac{1}{2\Omega} (\alpha_1 e^{i\alpha_2 t} + \alpha_2 e^{-i\alpha_1 t}) \right)^* \times e^{\frac{i}{\hbar} E_{1s}^e t} e^{-\frac{i}{\hbar} E_{1s}^h t} \langle \Psi_{1s}^{*e}(\vec{r}) | \Psi_{1s}^h(\vec{r}) \rangle. \quad (21)$$

Từ đó ta suy ra biểu thức xác suất hấp thụ trong một đơn vị thời gian

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{eA_t p_{cv}}{\omega_t m_0} \right)^2 \frac{1}{4\pi} \times \left\{ \left(\frac{\alpha_1}{\Omega} \right)^2 \frac{\Gamma}{(E_g^{\text{dot}} - \hbar\omega_t - \hbar\alpha_2)^2 + \Gamma^2} + \left(\frac{\alpha_2}{\Omega} \right)^2 \frac{\Gamma}{(E_g^{\text{dot}} - \hbar\omega_t + \hbar\alpha_1)^2 + \Gamma^2} \right\}. \quad (22)$$

3 KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ THẢO LUẬN

Chúng tôi nghiên cứu phổ hấp thụ của cặp điện tử - lỗ trống trong chấm lượng tử InN/GaN dưới tác dụng của sóng bơm có cường độ $A_p = 4 \times 10^4$ V/cm. Các tham số của bán dẫn InN ở nhiệt độ 300 K như sau: khối lượng hiệu dụng của điện tử $m_e = 0.11m_0$, khối lượng hiệu dụng của lỗ trống $m_h = 0.5m_0$, khối lượng rút gọn của cặp điện tử - lỗ trống $m_r = 0.0902m_0$, với m_0 là khối lượng của điện tử tự do; năng lượng vùng cấm của vật liệu chế tạo chấm lượng tử GaN $E_g = 700$ meV; và độ rộng vạch phổ $\Gamma = 0.1$ meV.

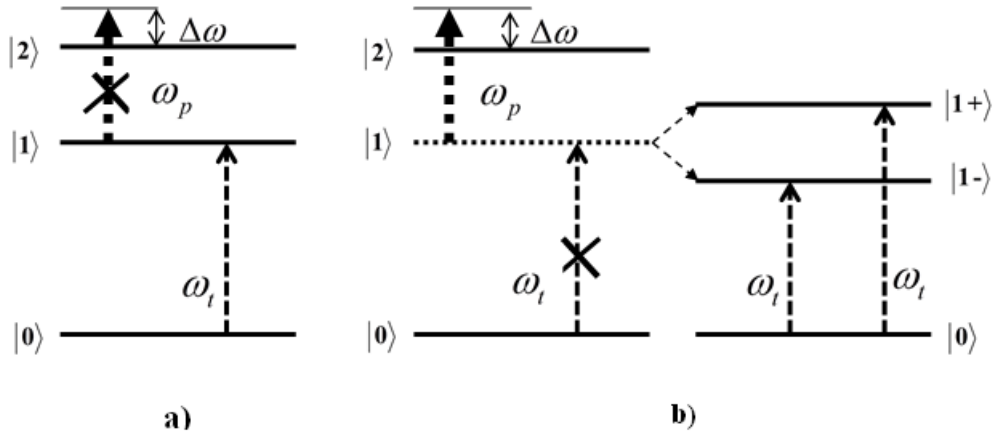


Hình 1: Phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử hình cầu có bán kính $R = 70 \text{ \AA}$, độ rộng vạch phổ $\Gamma = 0.1 \text{ meV}$; a) Khi không có sóng bơm cộng hưởng (đường đứt nét) và khi có sóng bơm với $\Delta\omega = 0 \text{ meV}$ (đường liền nét); b) Khi có sóng bơm cộng hưởng với $\Delta\omega = 0 \text{ meV}$ (đường liền nét), $\Delta\omega = 0.1 \text{ meV}$ (đường gạch gạch) và $\Delta\omega = 0.3 \text{ meV}$ (đường chấm chấm).

Hình 1 mô tả sự phụ thuộc của xác suất hấp thụ theo tần số trong trường hợp bán kính của chấm lượng tử hình cầu $R = 70 \text{ \AA}$. Từ hình 1a trong trường hợp không có sóng bơm laser, chúng ta quan sát thấy một đỉnh hấp thụ exciton, tức là sự chuyển dời giữa mức năng lượng của lỗ trống mà mức năng lượng lượng tử hóa đầu tiên của điện tử được mô tả trong hình vẽ 2a. Tuy nhiên, khi chiếu một sóng bơm laser cộng hưởng với hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử ta thấy xuất hiện hai đỉnh exciton trong phổ hấp thụ. Sự xuất hiện hai đỉnh hấp thụ mới này khi có mặt của sóng bơm laser tương tự như hiện tượng tách vạch quang phổ khi đặt hệ trong một điện trường ngoài trong hiệu ứng Stark. Cơ chế của hiệu ứng này có thể được giải thích từ hình vẽ 2. Dưới tác dụng sóng bơm laser cộng hưởng với hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử, các mức năng lượng của điện tử được tách thành hai mức con. Khi dò tìm đỉnh hấp thụ exciton chúng tôi quan sát thấy có hai đỉnh hấp thụ exciton mới, là kết quả của sự chuyển dời từ mức năng lượng lỗ trống lên hai mức năng lượng của điện tử $|1+\rangle$ và $|1-\rangle$ (như hình vẽ 2b) tuân theo quy tắc lựa chọn của chuyển dời quang liên vùng.

Từ hình 1b ta thấy độ lớn hai đỉnh hấp thụ phụ thuộc rất nhạy vào độ lệch cộng hưởng. Khi độ lệch cộng hưởng thay đổi thì độ cao hai đỉnh hấp thụ 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 thì càng lúc càng giảm đi.

Tương tự ta cũng có thể khảo sát sự phụ thuộc của xác suất hấp thụ theo tần số trong trường hợp bán kính của chấm lượng tử hình cầu $R = 40 \text{ \AA}$ được thể hiện trong hình 3a.

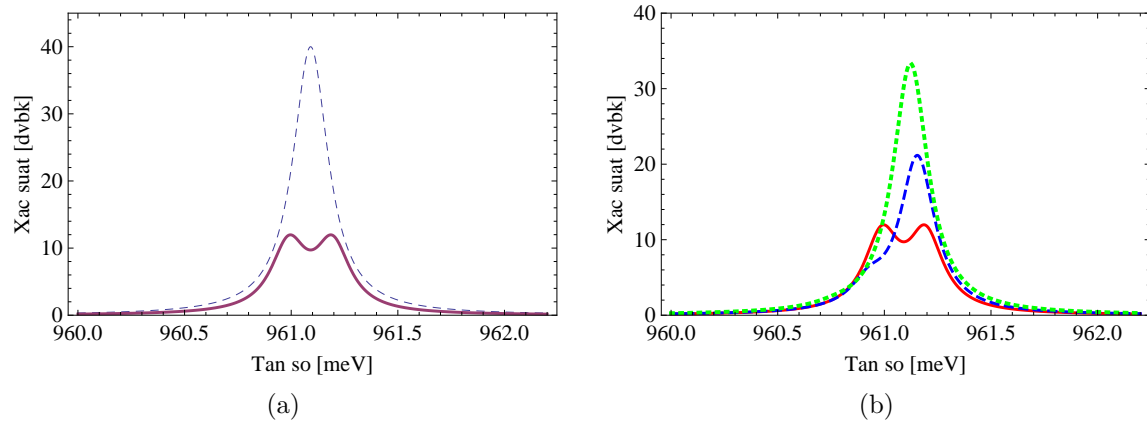


Hình 2: a) Chuyển dời từ mức năng lượng của lỗ trống lên mức năng lượng đầu tiên của điện tử khi không có sóng bơm laser, b) Khi có sóng bơm laser cộng hưởng hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử, mỗi mức năng lượng của điện tử được tách thành hai mức con; tồn tại chuyển dời từ mức năng lượng của lỗ trống lên hai mức con của mức năng lượng điện tử thứ nhất $|1+\rangle$ và $|1-\rangle$ tuân theo qui tắc lọc lựa.

Từ các hình vẽ 1b và 3b ta thấy rằng với cùng một độ lệch cộng hưởng $\Delta\omega = 0.3$ meV, độ cao của đỉnh hấp thụ thấp thay đổi theo bán kính của chấm lượng tử. Đỉnh hấp thụ thấp vẫn còn tồn tại khi bán kính của chấm lượng tử là $R = 70$ Å (hình 1b) nhưng gần như biến mất khi bán kính của chấm lượng tử bằng $R = 40$ Å (hình 3b). Nói cách khác, khi bán kính của chấm 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 bán kính, điều này chứng tỏ sự ảnh hưởng rõ rệt của hiệu ứng giam giữ lượng tử.

4 KẾT LUẬN

Bằng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa chúng tôi đã nghiên cứu phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử hình cầu dưới tác dụng của sóng bơm laser cộng hưởng với hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử. Chúng tôi đã đưa ra được biểu thức xác suất hấp thụ trong một đơn vị thời gian. Kết quả của chúng tôi cho thấy, khi có sóng bơm, 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 chấm lượng tử. 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 hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử. Đặc biệt, kết quả 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.



Hình 3: Phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử hình cầu có bán kính $R = 40 \text{ \AA}$, độ rộng vạch phổ $\Gamma = 0.1 \text{ meV}$; a) Khi không có sóng bơm cộng hưởng (đường đứt nét) và khi có sóng bơm với $\Delta\omega = 0 \text{ meV}$ (đường liền nét); b) Khi có sóng bơm cộng hưởng với $\Delta\omega = 0 \text{ meV}$ (đường liền nét), $\Delta\omega = 0.1 \text{ meV}$ (đường gạch gạch) và $\Delta\omega = 0.3 \text{ meV}$ (đường chấm chấm).

Lời cảm ơn

Nghiên cứu này được thực hiện với sự tài trợ kinh phí từ đề tài Đại học Huế mã số DHH2017-01-114.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Nguyễn Quốc Khánh (2012), *Chế tạo và khảo sát tính chất quang của vật liệu tổ hợp Nano CdSe/PMMA*, Luận văn Thạc sĩ ngành Vật liệu và linh kiện nano, Trường Đại học Công nghệ.
- [2] Dinh Nhu Thao, Le Thi Ngoc Bao, Duong Dinh Phuoc and Nguyen Hong Quang (2017), *A theoretical study of the optical Stark effect in InGaAs/InAlAs quantum dots*, Semicond. Sci. Technol. **32**, pp. 01-08.
- [3] Ananta R. Acharya (2013), *Group III-Nitride Semiconductors: Preeminent Materials for Modern Electronic and Optoelectronic Applications*, Department of Physics, Georgia Southern University, Statesboro, GA **30460**, pp. 22-26.
- [4] Đinh Như Thảo (2013), *Giáo trình tính chất quang của vật rắn*, Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế.

Title: A STUDY OF THE OPTICAL STARK EFFECT IN InN/GaN QUANTUM DOTS

Abstract: In this paper, we examine the three-level optical Stark effect of excitons in InN/GaN quantum dots. We investigated the absorption spectrum of exciton in spherical quantum dots under a strong pump laser which is resonant with two quantized levels of an electron using renormalization wavefunction formulation. We determined the probability of absorption in a unit of time and investigated the dependence of the absorption coefficient in the case of pumping waves on the radius of the quantum dot and the detuning of the pumping wave.

Keywords: optical Stark effect, quantum dots, InN, GaN, exciton resonance