

SỰ THAY ĐỔI CỦA CHIẾT SUẤT TRONG GIẾNG LƯỢNG TỬ BÁN PARABOL DƯỚI TÁC DỤNG CỦA ĐIỆN TRƯỜNG NGOÀI

Lê Phước Định¹, Lê Thị Diệu Hiền¹, Đỗ Thị Minh Anh^{1,2}, Lê Thị Ngọc Bảo^{1*}

¹Khoa Điện, Điện tử và CNVL, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế

²Trường THPT Chi Lăng, Pleiku, Gia Lai

*Email: ltnbao@husc.edu.vn

Ngày nhận bài: 3/11/2025; ngày hoàn thành phản biện: 11/11/2025; ngày duyệt đăng: 01/12/2025

TÓM TẮT

Trong bài báo này chúng tôi đã sử dụng phương pháp xấp xỉ khối lượng hiệu dụng và phương pháp ma trận mật độ rút gọn để khảo sát sự thay đổi chiết suất trong các giếng lượng tử bán parabol khi có điện trường ngoài. Chúng tôi khảo sát sự phụ thuộc chiết suất vào tần số của thế giam giữ ω_0 , thời gian hồi phục T , cường độ quang học I và điện trường F . Kết quả tính toán của chúng tôi cho thấy bốn yếu tố này đều ảnh hưởng đến sự thay đổi của chiết suất.

Từ khóa: sự thay đổi chiết suất, giếng lượng tử bán parabol, điện trường.

1. MỞ ĐẦU

Trong những năm gần đây, các tính chất quang học phi tuyến tính của hệ lượng tử bán dẫn chiều thấp, chẳng hạn như giếng lượng tử, dây và chấm lượng tử rất được quan tâm do các ứng dụng thực tế của chúng [1, 2]. Khác với cấu trúc khối, trong hệ lượng tử thấp chiều, các mức năng lượng của electron là rời rạc theo hướng giới hạn [3]. Các nghiên cứu trước đây đã chỉ ra rằng hệ lượng tử thấp chiều có thể dẫn đến sự tăng cường tính phi tuyến tính quang học. Ảnh hưởng của trường laser cường độ cao lên tính chất quang phi tuyến tính của tạp chất donor trong chấm lượng tử đã được nghiên cứu [4–6]. Kết quả cho thấy thế giam cầm và bức xạ laser cường độ cao tới có thể ảnh hưởng mạnh đến tính chất quang học phi tuyến tính. Sự thay đổi chiết suất trong một chấm lượng tử hình cầu với sự giam cầm parabol chịu tác động của điện trường ngoài cũng đã được nghiên cứu [7]. Họ chỉ ra rằng chiết suất toàn phần thay đổi dịch chuyển do theo sự gia tăng vị trí của tạp chất hoặc bán kính chấm lượng tử. Sự thay đổi chiết suất trong hộp lượng tử cũng đã được nghiên cứu và kết quả cho thấy cả cường độ quang tới và các tham số cấu trúc đều có ảnh hưởng lớn đến sự thay đổi chiết suất [8]. Sự thay đổi

chiết suất trong các giếng lượng tử bán dẫn đóng vai trò quan trọng trong việc điều chỉnh các tính chất quang và điện của vật liệu [9-11]. Karabulut và cộng sự đã nghiên cứu sự chỉnh lưu quang học phi tuyến tính trong các giếng lượng tử bán parabol bất đối xứng có và không có điện trường điện áp đặt [12]. Tuy nhiên, độ thay đổi chiết suất trong các giếng lượng tử bán parabol khi có điện trường áp đặt vẫn chưa được nghiên cứu.

Trong bài báo này, chúng tôi sẽ nghiên cứu sự thay đổi chiết suất trong các giếng lượng tử bán parabol khi có điện trường áp đặt. Các biểu thức giải tích của độ thay đổi chiết suất thu được bằng phương pháp ma trận mật độ rút gọn và phương pháp lặp. Việc tính số được thực hiện đối với các giếng lượng tử GaAs/AlGaAs.

2. CƠ SỞ LÝ THUYẾT

2.1. Các trạng thái điện tử trong giếng lượng tử parabol khi có điện trường

Trong gần đúng khối lượng hiệu dụng, Hamiltonian của electron trong giếng lượng tử bán parabol dưới ảnh hưởng của điện trường ngoài có dạng:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V(z) + qFz, \quad (1)$$

với

$$V(z) = \begin{cases} \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 z^2 & z \geq 0 \\ \infty & z < 0 \end{cases}, \quad (2)$$

trong đó m^* là khối lượng hiệu dụng của electron, ω_0 là tần số của thế giam cầm bán parabol, F là cường độ điện trường và q là điện tích của electron.

Hàm sóng $\psi_{n,\vec{k}}(\vec{r})$ và các mức năng lượng $\varepsilon_{n,\vec{k}}$ của điện tử là nghiệm của phương trình Schrödinger với Hamilton cho bởi (1) có dạng [13]:

$$\psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}) = \phi_n(z) \varphi_c(\vec{r}) e^{i\vec{k}_{\parallel} \vec{r}_{\parallel}}, \quad (3)$$

và

$$\varepsilon_{n,\vec{k}} = E_n + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*}. \quad (4)$$

Ở đây $\vec{k}_{\parallel}$ và $\vec{r}_{\parallel}$ là vector sóng và toạ độ trong mặt phẳng xy và $\varphi_c(\vec{r})$ là phần tuần hoàn của hàm Bloch trong vùng dẫn tại $\vec{k} = 0$; $\phi_n(z)$ và E_n là nghiệm của phương trình Schrödinger một chiều:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 z^2 + qFz \right) \phi = E \phi(z), \quad (5)$$

và có dạng

$$\phi_n(z) = C_n e^{-\frac{1}{2}[\alpha(z-z_0)]^2} H_{\nu_n}[\alpha(z-z_0)], \quad (6)$$

$$E_n = \left(\nu_n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_0 - \frac{q^2 F^2}{2m^* \omega_0^2}, \quad (7)$$

với

$$\alpha = \sqrt{\frac{m^* \omega_0}{\hbar}}, z_0 = -\frac{qF}{m^* \omega_0^2}, \quad (8)$$

còn $H_{\nu_n}(z)$ là hàm Hermite [14]. Ở đây ν_n được xác định bởi phương trình:

$$H_{\nu_n}(-\alpha z_0) \equiv 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (9)$$

còn hệ số chuẩn hoá C_n được xác định bởi công thức:

$$C_n = \left\{ \int_0^\infty e^{-\alpha^2(z-z_0)^2} H_{\nu_n}^2[\alpha(z-z_0)] dz \right\}^{-1/2}. \quad (10)$$

2.2. Độ thay đổi chiết suất

Trong phần này, chúng ta sẽ đưa ra biểu thức cho độ thay đổi chiết suất bằng phương pháp ma trận mật độ rút gọn và phương pháp lặp. Giả sử hệ đang xét được kích thích bởi trường điện từ với vector cường độ điện trường:

$$\vec{E}(t) = E(t)\vec{k} = \tilde{E}e^{i\omega t} + \tilde{E}^*e^{-i\omega t} \vec{k}. \quad (11)$$

Sự thay đổi theo thời gian của yếu tố ma trận của toán tử mật độ của một electron $\hat{\rho}$ được cho bởi phương trình [14]:

$$\frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H_0 - qzE(t), \hat{\rho}]_{ij} - \Gamma_{ij} (\hat{\rho} - \hat{\rho}(0))_{ij}, \quad (12)$$

ở đây H_0 là Hamiltonian của hệ khi không có trường điện từ, Γ_{ij} là tốc độ hồi phục và $\hat{\rho}^{(0)}$ là toán tử mật độ không nhiễu. Phương trình (12) có thể được giải bằng phương pháp lặp [14]:

$$\hat{\rho} = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{\rho}^{(n)}, \quad (13)$$

với

$$\frac{\partial \rho_{ij}^{(n+1)}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} \left[H_0, \rho^{(n+1)} \right]_{ij} - i\hbar \Gamma_{ij} \rho_{ij}^{(n+1)} - \frac{1}{i\hbar} \left[qz, \rho^{(n)} \right]_{ij} E(t). \quad (14)$$

Ngoài ra, độ phân cực điện tử của hệ do điện trường này gây ra, tính đến số hạng bậc ba của $\tilde{E}$, có thể được viết dưới dạng:

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi_{\omega}^{(1)} \tilde{E} e^{i\omega t} + \varepsilon_0 \chi_0^{(2)} \tilde{E}^2 + \varepsilon_0 \chi_{2\omega}^{(2)} \tilde{E}^2 e^{2i\omega t} + \varepsilon_0 \chi_{\omega}^{(3)} \tilde{E}^3 e^{i\omega t} + \varepsilon_0 \chi_{3\omega}^{(3)} \tilde{E}^3 e^{3i\omega t} + cc, \quad (15)$$

ở đây ε_0 là hằng số điện môi của chân không, $\chi_{\omega}^{(1)}, \chi_0^{(2)}, \chi_{2\omega}^{(2)}, \chi_{\omega}^{(3)}$ và $\chi_{3\omega}^{(3)}$ lần lượt là độ cảm tuyến tính, hệ số chỉnh lưu quang học, hài bậc hai, độ cảm bậc ba và hài bậc ba. Dưới đây, chúng tôi sẽ giới hạn ở hệ hai mức. Do đó, từ các phương trình (14) và (15) suy ra các biểu thức cho độ thay đổi chiết suất tuyến tính và phi tuyến bậc ba [15]:

$$\frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} = \frac{\sigma_v |M_{21}|^2}{2n_r^2 \varepsilon_0} \times \frac{E_{21} - \hbar\omega}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + \hbar\Gamma_0^2}, \quad (16)$$

và

$$\begin{aligned} \frac{\Delta n^{(3)}(\omega)}{n_r} = & -\frac{\sigma_v |M_{21}|^2}{4n_r^3 \varepsilon_0} \frac{\mu c I}{\left[(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_0)^2 \right]^2} \left[4(E_{21} - \hbar\omega) |M_{21}|^2 \right. \\ & - \frac{(M_{22} - M_{11})^2}{(E_{21})^2 + (\hbar\Gamma_0)^2} (E_{21} - \hbar\omega) \left[E_{21}(E_{21} - \hbar\omega) - (\hbar\Gamma_0)^2 \right] \\ & \left. - (\hbar\Gamma_0)^2 (2E_{21} - \hbar\omega) \right], \end{aligned} \quad (17)$$

ở đây σ_v là mật độ hạt tải; $M_{ij} = \langle \psi_i | qz | \psi_j \rangle$ là yếu tố ma trận của moment lưỡng cực; ψ_i, ψ_j là các hàm sóng; $E_{ij} = E_i - E_j$ là hiệu năng lượng giữa các trạng thái này; n_r là chiết suất; c là vận tốc ánh sáng trong chân không; μ là độ từ thẩm và $I = 2\varepsilon_0 n_r c |E|^2$ là cường độ trường điện từ.

Độ thay đổi chiết suất toàn phần có thể được viết dưới dạng:

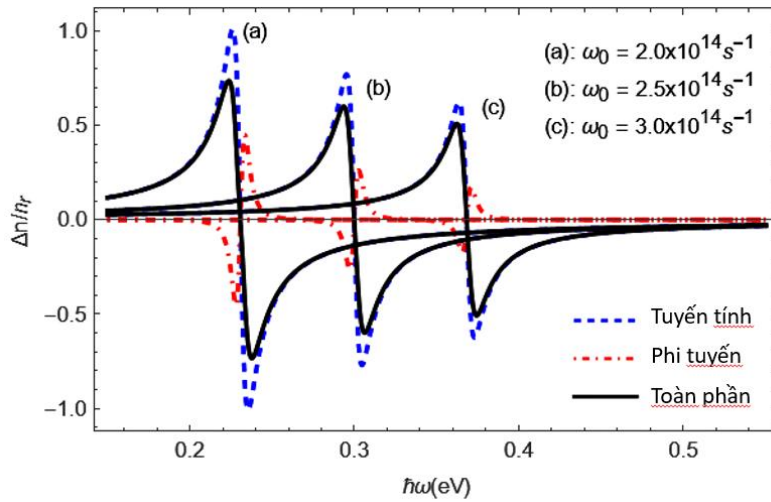
$$\frac{\Delta n(\omega)}{n_r} = \frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} + \frac{\Delta n^{(3)}(\omega)}{n_r} \quad (18)$$

3. KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

Trong mục này, chúng tôi sẽ tính số độ thay đổi chiết suất của giếng lượng tử bán parabol dưới ảnh hưởng của điện trường ngoài. Các tính toán thực hiện đối giếng

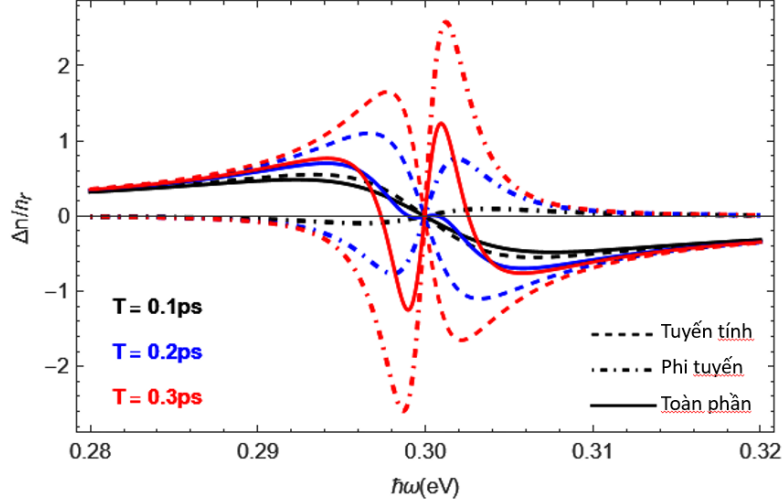
lượng tử bán parabol $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ với các tham số như sau: mật độ hạt tải $\sigma_v = 5.10^{24} \text{ m}^{-3}$, chiết suất $n_r = 3.2$, độ từ thẩm $\mu = 4\pi.10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$ và khối lượng hiệu dụng của điện tử $m^* = 0.067m_0$ (m_0 là khối lượng của điện tử tự do).

Hình 1 là sự phụ thuộc của độ thay đổi chiết suất tuyến tính $\Delta n^{(1)}/n_r$, phi tuyến bậc ba $\Delta n^{(3)}/n_r$ và độ thay đổi chiết suất toàn phần $\Delta n/n_r$ vào tần số của photon tới khi điện trường $F = 2,5.10^7 \text{ Vm}^{-1}$, thời gian hồi phục $T = 0,14.10^{-12} \text{ s}$, cường độ quang học $I = 3.10^{10} \text{ Wm}^{-2}$ và ba giá trị khác nhau của tần số của thế giam cầm ω_0 . Từ đồ thị này, ta thấy rằng khi ω_0 tăng $\Delta n^{(1)}/n_r$, $\Delta n^{(3)}/n_r$ và $\Delta n/n_r$ lần lượt dịch chuyển về phía phải, cho thấy sự dịch chuyển xanh gây ra bởi sự gia tăng tần số của thế giam cầm ω_0 . Nguyên nhân là hiệu ứng giam cầm lượng tử tăng lên khi tần số của thế giam cầm ω_0 tăng. Do đó, hiệu năng lượng giữa các trạng thái lượng tử khác nhau tăng lên và xảy ra dịch chuyển xanh. Từ các phương trình (16) và (17), ta thấy rằng các đỉnh cộng hưởng của $\Delta n^{(1)}/n_r, \Delta n^{(3)}/n_r$ chủ yếu được quyết định bởi $E_{ij}|M_{ij}|^2$ và $E_{ij}|M_{ij}|^4$. Sự tăng cường của hiệu ứng giam cầm lượng tử dẫn đến sự gia tăng của hiệu năng lượng E_{ij} và sự giảm của yếu tố ma trận chuyển dời lưỡng cực $|M_{ij}|$. Khi ω_0 tăng $|M_{ij}|^2$ và $|M_{ij}|^4$ là những yếu tố chính ảnh hưởng đến các đỉnh cộng hưởng của $\Delta n^{(1)}/n_r, \Delta n^{(3)}/n_r$, do đó ta thu được kết quả này.



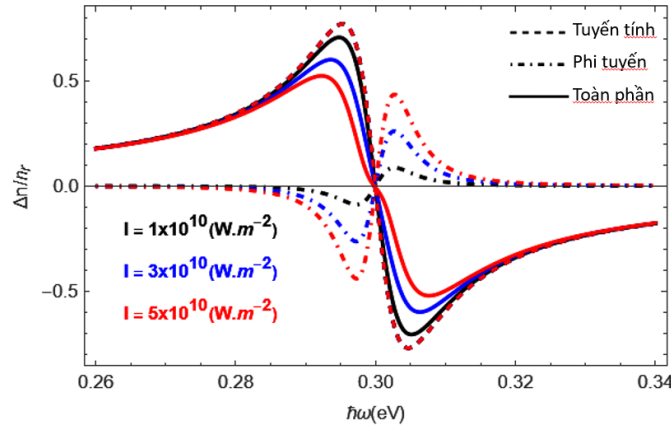
Hình 1. Sự phụ thuộc của $\Delta n^{(1)}/n_r, \Delta n^{(3)}/n_r$ và $\Delta n/n_r$ vào tần số của photon tới với $F = 2.10^7 \text{ Vm}^{-1}, T = 0.10 \text{ ps}, I = 3.10^{10} \text{ Wm}^{-2}$ với ba giá trị khác nhau của ω_0 .

Hình 2 là đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của độ thay đổi chiết suất tuyến tính $\Delta n^{(1)}/n_r$, phi tuyến bậc ba $\Delta n^{(3)}/n_r$ và độ thay đổi chiết suất toàn phần $\Delta n/n_r$ vào tần số của photon tới khi điện trường $F = 2,5 \cdot 10^7 \text{ Vm}^{-1}$, tần số của thế giam cầm $\omega_0 = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, cường độ quang học $I = 3 \cdot 10^{10} \text{ Wm}^{-2}$ và ba giá trị khác nhau của tốc độ hồi phục $T = 0.1 \text{ ps}$, $T = 0.2 \text{ ps}$ và $T = 0.3 \text{ ps}$. Từ hình vẽ chúng ta thấy rằng cực đại của độ thay đổi chiết suất tăng theo sự tăng của thời gian hồi phục.



Hình 2. Sự phụ thuộc của $\Delta n^{(1)}/n_r$, $\Delta n^{(3)}/n_r$ và $\Delta n/n_r$ vào tần số của photon tới với $\omega_0 = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, $F = 2 \cdot 10^7 \text{ Vm}^{-1}$, $I = 3 \cdot 10^{10} \text{ Wm}^{-2}$ với ba giá trị khác nhau của T .

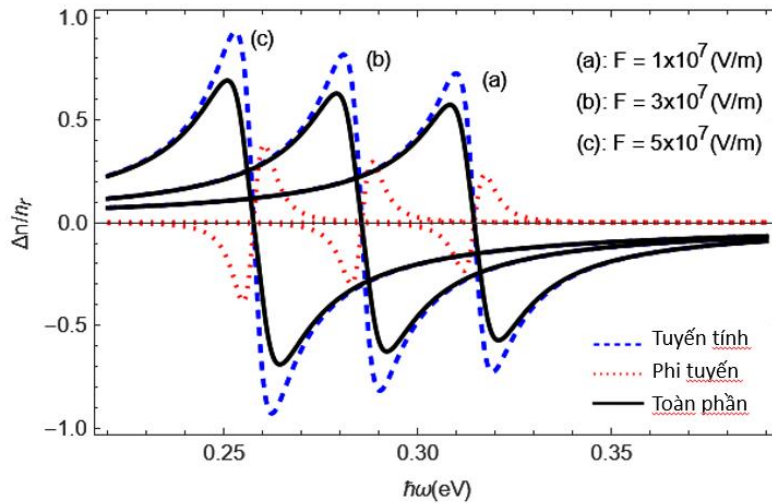
Hình 3 là đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của độ thay đổi chiết suất tuyến tính $\Delta n^{(1)}/n_r$, phi tuyến bậc ba $\Delta n^{(3)}/n_r$ và độ thay đổi chiết suất toàn phần $\Delta n/n_r$ vào tần số của photon tới khi điện trường $F = 2,5 \cdot 10^7 \text{ Vm}^{-1}$, tần số của thế giam cầm $\omega_0 = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, thời gian hồi phục $T = 0,14 \text{ ps}$ và ba giá trị khác nhau của cường độ quang học $I = 10^{10} \text{ Wm}^{-2}$, $I = 3 \cdot 10^{10} \text{ Wm}^{-2}$ và $I = 5 \cdot 10^{10} \text{ Wm}^{-2}$. Từ hình 3 ta thấy rằng giá trị tuyệt đối của cực đại của $\Delta n^{(3)}/n_r$ tăng theo sự tăng của cường độ quang học I còn cực đại của $\Delta n/n_r$ giảm theo sự tăng của I .



Hình 3. Sự phụ thuộc của $\Delta n^{(1)}/n_r$, $\Delta n^{(3)}/n_r$ và $\Delta n/n_r$ vào tần số của photon tới khi

$$\omega_0 = 2,5.10^{14} \text{ s}^{-1}, F = 2.10^7 \text{ Vm}^{-1}, T = 0,14 \text{ ps} \text{ và ba giá trị khác nhau của } I.$$

Hình 4 là đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của độ thay đổi chiết suất tuyến tính $\Delta n^{(1)}/n_r$, phi tuyến bậc ba $\Delta n^{(3)}/n_r$ và độ thay đổi chiết suất toàn phần $\Delta n/n_r$ vào tần số của photon tới khi $T = 0.14 \text{ ps}$, $\omega_0 = 2,5.10^{14} \text{ s}^{-1}$, $I = 3.10^{10} \text{ Wm}^{-2}$ và ba giá trị khác nhau của cường độ điện trường $F = 1.10^7 \text{ Vm}^{-1}$, $F = 3.10^7 \text{ Vm}^{-1}$ và $F = 5.10^7 \text{ Vm}^{-1}$. Từ hình vẽ này, ta thấy rằng giá trị cực đại của $\Delta n^{(1)}/n_r$, $\Delta n^{(3)}/n_r$ và $\Delta n/n_r$ ít thay đổi khi F tăng từ 10^7 Vm^{-1} đến 5.10^7 Vm^{-1} trong khi có dịch chuyển đỏ của các đại lượng này khi F tăng.



Hình 4. Sự phụ thuộc của $\Delta n^{(1)}/n_r$, $\Delta n^{(3)}/n_r$ và $\Delta n/n_r$ vào tần số của photon tới khi

$$\omega_0 = 2,5.10^{14} \text{ s}^{-1}, I = 3.10^{10} \text{ Wm}^{-2}, T = 0,14 \text{ ps} \text{ với ba giá trị khác nhau của } F.$$

4. KẾT LUẬN

Tóm lại, chúng tôi đã khảo sát lý thuyết về sự thay đổi chiết suất trong giếng lượng tử bán parabol dưới tác dụng của điện trường ngoài. Ảnh hưởng của tần số thể cầm tù của các giếng lượng tử ω_0 , thời gian hồi phục T , điện trường áp đặt F và cường độ quang học I lên sự thay đổi chiết suất đã được khảo sát. Kết quả tính toán cho thấy khi tần số của thể cầm tù ω_0 và điện trường F tăng thì sự thay đổi chiết suất xuất hiện sự dịch chuyển xanh và dịch chuyển đỏ tương ứng. Tuy nhiên, khi thời gian hồi phục T và cường độ quang học I thay đổi, sự thay đổi chiết suất không bị dịch chuyển. Kết quả của chúng tôi cũng cho thấy khi ω_0 , T và F lần lượt tăng, các giá trị tuyệt đối của cực đại của sự thay đổi chiết suất tuyến tính và phi tuyến tính tương ứng giảm, tăng và tăng.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. H. Hassanabadi, G. Liu, L. Lu (2012). Nonlinear optical rectification and the second-harmonic generation in semi-parabolic and semi-inverse squared quantum wells, *Solid State Commun*, Vol. 152, pp. 1761.
- [2]. Y.B. Yu, S.N. Zhu, K.X. Guo (2005). Exciton effects on the nonlinear optical rectification in one-dimensional quantum dots, *Phys. Lett. A*, Vol 335, pp. 175-181.
- [3]. H. Hassanabadi, H. Rahimov, L.I. Lu, C. Wang (2012). Nonlinear optical properties of a three-electron quantum dot with account of the Rashba spin-orbit interaction, *J. Luminescence*, Vol. 132, pp. 1095-1100.
- [4]. L.L. Lu, W.F. Xie, H. Hassanabadi, (2011). The effects of intense laser on nonlinear properties of shallow donor impurities in quantum dots with the Woods-Saxon potential, *J. Luminescence*, Vol.131, pp. 2538-2543.
- [5]. E. Ozturk, Y. Ozdemir (2013). Linear and nonlinear intersubband optical absorption coefficient and refractive index change in n-type δ -doped GaAs structure, *Opt. Commun.*, Vol. 294, pp. 361-367.
- [6]. K.X. Guo, S.W. Gu (1993). Nonlinear optical rectification in parabolic quantum wells with an applied electric field, *Phys. Rev. B*, Vol. 47, pp. 16322-16325.
- [7]. I. Karabulut, S. Baskoutas (2008). Linear and nonlinear optical absorption coefficients and refractive index changes in spherical quantum dots: Effects of impurities, electric field, size, and optical intensity, *J. Appl. Phys.*, Vol. 103, pp. 073512-073512-5.
- [8]. S. Ünlü, I. Karabulut, H. Safak (2006). Linear and nonlinear intersubband optical absorption coefficients and refractive index changes in a quantum box with finite confining potential, *Physica E: Low-Dimensional Syst. Nanostruct.*, Vol.33, pp. 319-324.
- [9]. S. Adachi (1999), *Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors: Numerical Data and Graphical Information*. Berlin, Germany: Springer.
- [10]. S. L. Chuang (2009), *Physics of Optoelectronic Devices*, 2nd ed. Hoboken, NJ, USA: Wiley.

- [11]. L. A. Coldren, S. W. Corzine, and M. L. Mashanovitch (2012), *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, 2nd ed. Hoboken, NJ, USA: Wiley.
- [12]. I. Karabulut, H. Safak, M. Tomak (2005). Nonlinear optical rectification in asymmetrical semiparabolic quantum wells, *Solid State Commun.*, Vol. 135, pp. 735-738.
- [13]. Z.X. Wang and D.R. Guo (2000). *Generality of Special Functions*, Peking University Press, Beijing, p. 317.
- [14]. R.W. Boyd (2003). *Nonlinear Optics*, 2nd ed., Academic Press.
- [15]. I. Karabulut, H. Safak, M. Tomak (2008). Excitonic effects on the nonlinear optical properties of small quantum dots, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 41, pp. 155104-155104-8.

CHANGE OF REFRACTIVE INDEX IN A SEMI-PARABOLIC QUANTUM WELL UNDER EXTERNAL ELECTRIC FIELD

Le Phuoc Dinh¹, Le Thi Dieu Hien¹, Do Thi Minh Anh^{1,2} Le Thi Ngoc Bao^{1*}

¹Faculty of Electricity, Electronics and Material Technology,
University of Sciences, Hue University

²Chi Lang High School, Pleiku, Gia Lai

*Email: ltnbao@husc.edu.vn

ABSTRACT

In this paper, we used the effective mass approximation method and the compact density matrix method to investigate the refractive index changes in the semi-parabolic quantum wells under an applied electric field. The dependence of the refractive index changes on the frequency of the confinement potential ω_0 , the relaxation time T , the optical intensity I and the electric field F was studied. Our calculation results show that the refractive index changes are affected by the four factors mentioned above.

Keywords: the refractive index changes, semi-parabolic quantum wells, electric field.



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 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. Năm 2023 tốt nghiệp Tiến sĩ chuyên ngành Vật lý lý thuyết và Vật lý toán tại trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế. Bà giảng dạy tại trường Đại học Khoa học, Đại học Huế.

Lĩnh vực nghiên cứu: Mô phỏng lý thuyết, vật lý bán dẫn thấp chiều.



Đỗ Thị Minh Anh sinh ngày 09/08/1996 tại Gia Lai. Năm 2022 bà tốt nghiệp Cử nhân khoa học ngành Sư phạm Vật lý tại trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế. Từ năm 2022 đến nay, bà làm công tác giảng dạy tại trường Trung học phổ thông Chi Lăng tại Gia Lai.

Lĩnh vực nghiên cứu: Vật lý chất rắn



Lê Thị Ngọc Bảo sinh ngày 31/10/1983 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, bà tốt nghiệp Thạc sĩ chuyên ngành Vật lý lý thuyết và Vật lý toán tại trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế. Năm 2020, nhận bằng Tiến sĩ chuyên ngành Vật lý lý thuyết và Vật lý toán tại Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế. Từ năm 2006 đến nay, bà là giảng viên của Khoa Vật lý, nay là Khoa Điện, Điện tử và Công nghệ vật liệu, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế.

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