

PHÂN BỐ KHÍ ĐIỆN TỬ GIẢ HAI CHIỀU TRONG GIẾNG LƯỢNG TỬ BÀN PARABOL PHÂN CỰC

Nguyễn Thành Tiên¹, Phạm Hải Dương¹, Phạm Thị Bích Thảo¹ và Nguyễn Duy Khanh¹

¹ Khoa Khoa học Tự nhiên, Trường Đại học Cần Thơ

Thông tin chung:

Ngày nhận: 01/02/2015

Ngày chấp nhận: 24/04/2015

Title:

The distribution of electron gas in semi-parabolic quantum wells structure based on the polar materials

Từ khóa:

Cấu trúc thấp chiều, giam cầm lượng tử, giếng lượng tử bán parabol, khí điện tử hai chiều, hiện tượng hấp thụ quang, pha tạp điều biến

Keywords:

Low-dimensional structure, quantum confinement, semi-parabolic quantum well, two-dimensional electron gas, optical absorption, modulation doping

ABSTRACT

In this research, we investigated the distribution of electron gas in the ground state and the first excited state in semi-parabolic quantum wells structure based on the polar materials. We have defined confinement potentials and computed the average energy of an electron by variational method, from which we have determined variational parameters in order to investigate the distribution of electron gas. Especially, this study have identified the role of polarization to the quantum confinement effect of two-dimensional electron gas in the semi-parabolic quantum well based on modulation doping $AlN/GaN/Al_xGa_{1-x}N$ material. The obtained results showed that the electronic gas distribution was dominated by the polarization charges existing in the adjacent layers of heterostructure.

TÓM TẮT

Trong nghiên cứu này, chúng tôi khảo sát sự phân bố khí điện tử ở trạng thái cơ bản và trạng thái kích thích thứ nhất trong cấu trúc giếng lượng tử bán parabol dựa trên vật liệu có tính phân cực điện. Chúng tôi đã xác định các thể giam cầm và tính giá trị năng lượng trung bình ứng với một electron bằng phương pháp biến phân, từ đó xác định các tham số biến phân để khảo sát sự phân bố khí điện tử. Đặc biệt, nghiên cứu đã xác định được vai trò của phân cực điện đến hiệu ứng giam giữ lượng tử khí điện tử hai chiều trong cấu trúc giếng lượng tử bán parabol hình thành dựa trên hệ vật liệu $AlN/GaN/AlGa$ pha tạp điều biến. Kết quả nhận được cho thấy sự phân bố khí điện tử bị chi phối mạnh bởi các điện tích phân cực tồn tại ở tiếp giáp dị chất.

1 GIỚI THIỆU

Trong những thập kỷ gần đây, vật liệu cấu trúc nano được quan tâm nghiên cứu rất nhiều vì nhiều tính chất vật lý lý thú của chúng, cụ thể là các cấu trúc lượng tử dựa trên các chất bán dẫn: giếng lượng tử (quantum well), dây lượng tử (quantum wire), chấm lượng tử (quantum dot) hay siêu mạng (superlattices)... (Alferov Z. I., 2001)]. Trong những cấu trúc này, các hiệu ứng lượng tử thể hiện một cách rõ nét, vì vậy người ta đã và đang ứng dụng các hiệu ứng lượng tử này để chế tạo và phát

triển rất nhiều linh kiện điện tử, quang điện tử (sử dụng hiệu ứng kích thước và kỹ thuật vùng năng lượng). Một trong những hiện tượng lượng tử đã được áp dụng cho linh kiện bán dẫn là hiện tượng hấp thụ quang bởi sự chuyển dời giữa các trạng thái lượng tử trong vùng dẫn hay vùng hóa trị của các hệ thấp chiều.

Nghiên cứu hiện tượng chuyển dời quang điện tử đóng vai trò rất quan trọng trong vật lý bán dẫn. Người ta có thể điều chỉnh bước sóng hoặc điều chỉnh thời gian hồi phục dựa vào kỹ thuật vùng,

hoặc tạo các hiệu ứng quang phi tuyến (Li Zhang and Hong-Jing Xie, 2003). Từ đó, chúng ta có thể xác định được phẩm chất của cấu trúc để tối ưu hóa cho việc phát triển các linh kiện quang điện tử (B.R.Nag, 2000). Ảnh hưởng mạnh mẽ đến sự chuyển dời quang điện tử chính là sự giam cầm lượng tử lên các hạt tải tồn tại trong giếng, khi đó các mức năng lượng bị lượng tử hóa theo hướng nuôi tinh thể trong mẫu. Sự chuyển dời quang điện tử có hai loại cơ bản: chuyển dời giữa các mức năng lượng trong vùng hóa trị đến các mức năng lượng trong vùng dẫn hay còn gọi là chuyển dời ngoài vùng (interband transitions), ngoài ra sự chuyển dời giữa các mức năng lượng bị tách ra do hiệu ứng lượng tử trong cùng một vùng được gọi là sự chuyển dời nội vùng (intraband transitions) hay cũng gọi là chuyển dời giữa các vùng con (intersubband transitions). Có rất nhiều kết quả lý thuyết và thí nghiệm khảo sát sự chuyển dời giữa các vùng con trên các hệ vật liệu khác nhau, chẳng hạn như InGaAs/AlGaAs hay AlGaIn/GaN và các giếng lượng tử dựa trên các nguyên tố nhóm IV như Si, SiGe (Bratati Mukhopadhyay and P. K. Basu 2004; Carlo Sittori and Federico Capasso, 1991).

Để khảo sát sự chuyển dời quang điện tử giữa các vùng con ta phải xác định được phân bố điện tử ở các trạng thái lượng tử, phân bố này bị chi phối bởi các thể giam cầm điện tử. Những nghiên cứu gần đây cho thấy có nhiều điểm thú vị hơn khi khảo sát giếng lượng tử parabol (PQW) và giếng lượng tử bán parabol (SPQW) so với giếng lượng tử hình chữ nhật (RQW) (Wojtowicz T and *et al.*, 1996; Wojtowicz T and *et al.*, 1997). Với PQW và SPQW, ngoài những trị riêng của năng lượng cách đều nhau một cách rõ rệt thì những trị riêng này còn phụ thuộc vào chiều cao và độ rộng của giếng trong cùng một tham số cong. Điều này giúp chúng ta có thể xác định chính xác các thông số của độ lệch vùng (Wojtowicz T and *et al.*, 1996; Wojtowicz T and *et al.*, 1997). Hơn nữa, đối với thể giam cầm hình dạng parabol người ta có thể ghi nhận được quang phổ kích thích nội vùng con của khí điện tử hai chiều (2D) một cách đơn giản hơn. Mặt khác, tính định xứ trong thể bán parabol mạnh mẽ hơn nhiều so với giếng hình chữ nhật (Guang-Hui Wang and *et al.*, 2003; Wojtowicz T and *et al.*, 1997). Vì vậy, ta có thể sử dụng hai hàm sóng thứ riêng biệt trong phương pháp biến phân cho SPQW.

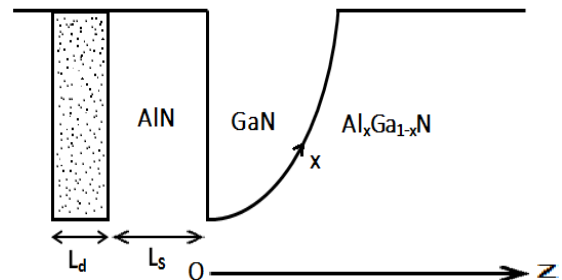
Mặc dù đã có những nghiên cứu về sự ưu việt của SPQW, tuy nhiên sự chuyển dời quang điện tử

trong SPQW vẫn chưa được nghiên cứu rộng rãi. Những nghiên cứu trước đây phần nhiều đều tập trung vào cấu trúc RQW và nghiên cứu về sự chuyển dời quang điện tử trong SPQW cho các vật liệu không có tính phân cực (Kelin J.Kuhn and *et al.*, 2013) hoặc không đề cập vai trò giam giữ lượng tử của các điện tích phân cực (Stephen P., 2012; Thao D. N and Tien N. T., 2012). Do đó, trong nghiên cứu này chúng tôi sẽ khảo sát phân bố khí điện tử ở trạng thái cơ bản và trạng thái kích thích thứ nhất trong giếng SPQW dựa trên vật liệu phân cực bằng phương pháp biến phân. Kết quả này làm cơ sở ban đầu cho nghiên cứu hiện tượng chuyển dời quang điện tử.

Bài báo gồm có bốn phần chính, phần thứ nhất chúng tôi giới thiệu mô hình vật lý của hệ cần nghiên cứu, phần thứ hai chúng tôi sẽ trình bày các biểu thức toán học về các thể giam cầm trong giếng lượng tử cũng như các biểu thức tính sự phân bố khí điện tử thông qua việc tính năng lượng ứng với một điện tử cho trạng thái cơ bản và trạng thái kích thích thứ nhất, phần thứ ba là các kết quả tính số, thảo luận và cuối cùng là phần kết luận.

2 MÔ HÌNH CỦA HỆ CẦN NGHIÊN CỨU

Mô hình nghiên cứu là giếng lượng tử dạng bán parabol pha tạp điều biến đã được tạo ra bằng phương pháp nuôi epitaxi chùm phân tử. Giếng lượng tử được tạo thành từ hệ dị chất AlN/GaN/AlGaIn có tính phân cực, tại tiếp giáp dị chất có tồn tại các điện tích phân cực (GaN có cấu trúc wurzite nên có sự phân cực tự phát và nếu bị biến dạng có tồn tại phân cực áp điện). Trong mô hình này vùng tạp được pha nằm cách biệt với thành giếng một khoảng cách là L_s , kích thước phân bố của tạp là L_d , bề rộng của giếng là L và x là phần trăm lượng hợp kim Al được pha vào để tạo ra giếng thể có dạng parabol (Hình 1). Ngoài ra, đề hạn chế vai trò của phonon, trong nghiên cứu này chúng tôi xét hệ ở nhiệt độ thấp.



Hình 1: Mô hình giếng lượng tử bán parabol pha tạp điều biến được hình thành bằng phương pháp epitaxi chùm phân tử

3 CÁC BIỂU THỨC TOÁN HỌC:

3.1 Các thế giam giữ điện tử

Chúng ta sẽ xác định phân bố khí điện tử hình thành trong giếng lượng tử. Với kĩ thuật pha tạp điều biến người ta có thể tạo ra giếng lượng tử hình dạng bán parabol, ở đây khí điện tử hai chiều trong vùng con thấp nhất được mô tả bởi hàm sóng thứ có dạng (Wojtowicz T and *et al.*, 1996; Wojtowicz T and *et al.*, 1997).

$$\psi_0(z) = \begin{cases} A_0 \exp(\sqrt{\beta_0}z) & z \leq 0 \\ B_0 \exp(-\alpha_0 z^2) & z \geq 0 \end{cases} \quad (1)$$

Trong đó A_0, B_0 là các hằng số chuẩn hóa; α_0, β_0 là các tham số đặc trưng cho mức độ uốn cong của hàm sóng bao cơ bản. Khi đó, hàm sóng bao kích thích thứ nhất được mô tả bởi (Wojtowicz T and *et al.*, 1997, Roberto P, 2006).

$$\psi_1(z) = \begin{cases} A_1 z \exp(\sqrt{\beta_1}z) & z \leq 0 \\ B_1 z \exp(-\alpha_1 z^2) & z \geq 0 \end{cases} \quad (2)$$

Trong đó A_1, B_1 cũng là các hằng số chuẩn hóa, α_1, β_1 cũng là các tham số đặc trưng cho mức độ uốn cong của hàm sóng bao kích thích thứ nhất. Để xác định các hàm sóng trên ta cực tiểu hóa năng lượng một điện tử và xác định được các tham số $A_0, B_0, \alpha_0, \beta_0$ và $A_1, B_1, \alpha_1, \beta_1$ thông qua tính số từ chương trình máy tính.

Sự giam giữ lượng tử dọc theo hướng z được xác định bởi Hamilton H với

$$H = T + V_{tot}(z) \quad (3)$$

Trong đó, T là động năng của điện tử còn $V_{tot}(z)$ là thế năng giam giữ hiệu dụng theo phương z . Đối với cấu trúc dị chất dựa trên hệ vật liệu AlN/GaN/Al_xGa_{1-x}N, điện tử chịu các thế giam giữ sau:

$$V_{tot} = V_b + V_\sigma + V_H \quad (4)$$

Với số hạng thứ nhất V_b là thế rào đặt ở mặt phẳng $z = 0$ và $z = L$ xuất hiện do sự chênh lệch đáy vùng dẫn ở lớp tiếp giáp khi ghép hai vật liệu AlN và Al_xGa_{1-x}N lại với nhau. Thế rào có dạng

$$\text{sau: } V_b(z) = \begin{cases} \frac{1}{2} \gamma z^2 & 0 \leq z \leq L \\ V_0 & z < 0; z > L \end{cases} \quad (5)$$

Số hạng V_0 là độ cao của rào thế, γ đặc trưng cho mức độ uốn cong của thế giam cầm bán parabol tạo nên giếng lượng tử bán parabol cơ bản.

Thứ hai là thế V_σ do các điện tích phân cực hiện diện trên bề mặt AlN/Al_xGa_{1-x}N.

$$V_\sigma(z) = \frac{2\pi e}{\epsilon} \sigma |z| \quad (6)$$

Trong đó, ϵ là hằng số điện môi trung bình của AlN và GaN, σ là mật độ điện tích phân cực mặt.

Số hạng thứ ba là thế Hartree tạo bởi các donor bị ion hóa và thế tương tác giữa các điện tích bị giam giữ, do vậy ta có thể viết lại thế Hartree dưới dạng $V_H = V_I + V_S$.

Ở đây, $V_I(z)$ và $V_S(z)$ lần lượt là thế riêng tạo bởi các donor và các điện tử. Hai thế này được tính theo phương trình Poisson:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 V_I(z)}{dz^2} &= \frac{4\pi e^2}{\epsilon} N_I(z) \\ \frac{d^2 V_S(z)}{dz^2} &= -\frac{4\pi e^2}{\epsilon} N_S(z) \end{aligned} \quad (7)$$

Trong đó, $N_I(z)$ là nồng độ tạp ba chiều hay là phân bố của các ion tạp theo phương nuôi mẫu, $N_S(z)$ là nồng độ điện tử ba chiều cũng là phân bố khối của các điện tử theo phương nuôi mẫu.

Nồng độ điện tử ba chiều phân bố theo phương Oz trong giếng lượng tử được xác định bởi phương trình:

$$N_S(z) = n_s |\psi(z)|^2 \quad (8)$$

Với n_s là nồng độ điện tử mặt hay nồng độ điện tử hai chiều. Nếu cố định n_s , thì dạng phân bố được xem như là bình phương modul hàm sóng.

3.2 Tổng năng lượng của một điện tử ở trạng thái cơ bản và trạng thái kích thích thứ nhất theo phương pháp biến phân

Theo phương pháp biến phân, khi chúng ta xác định được cực tiểu năng lượng ta có thể tìm được các tham số biến phân và có thể xác định được hàm sóng. Từ đó, ta xác định phân bố khí điện tử hai chiều (2DEG).

Tổng năng lượng ứng với một điện tử được xác định thông qua biểu thức (Quang D.N and *et al.*, 2008; Roberto P, 2006)

$$\langle E \rangle_n = \langle T \rangle_n + \langle V_b \rangle_n + \langle V_\sigma \rangle_n + \langle V_H \rangle_n \quad (9)$$

Với $\langle V_H \rangle_n = \langle V_I \rangle_n + \left\langle \frac{V_S}{2} \right\rangle_n$

Vậy, năng lượng trung bình của một điện tử ở trạng thái cơ bản có dạng

$$\langle E \rangle_0 = \langle T \rangle_0 + \langle V_b \rangle_0 + \langle V_\sigma \rangle_0 + \langle V_I \rangle_0 + \left\langle \frac{V_S}{2} \right\rangle_0 \quad (10)$$

Thực hiện tính toán giải tích chúng tôi có được các kết quả ở trạng cơ bản như sau:

$$\langle T \rangle_0 = \frac{-\hbar^2}{2me_z} A_0^2 \left(\frac{\sqrt{\beta_0}}{2} - \frac{\sqrt{\pi\alpha_0}}{2\sqrt{2}} \right);$$

$$\langle V_\sigma \rangle_0 = \frac{\pi e}{2\varepsilon} \sigma A_0^2 \left(\frac{1}{\alpha_0} + \frac{1}{\beta_0} \right);$$

$$\langle V_b \rangle_0 = V_0 A_0^2 (I_1 + I_2) + \frac{1}{2} \gamma A_0^2 I_3$$

Trong đó,

$$I_1 = \int_{-\infty}^0 \exp(2\sqrt{\beta_0} z) dz,$$

$$I_2 = \int_L^{+\infty} \exp(-2\alpha_0 z^2) dz,$$

$$I_3 = \int_0^{+\infty} \left(\frac{\exp(-2\alpha_0 z^2)}{4\alpha_0} + \frac{\sqrt{\pi} z \text{Erf}[\sqrt{2\alpha_0} z]}{2\sqrt{2\alpha_0}} + \frac{z}{2\sqrt{\beta_0}} + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\beta_0} - \frac{1}{\alpha_0} \right) \right) \exp(-2\alpha_0 z^2) dz$$

Tương tự như tính ở trạng thái cơ bản, chúng tôi tính năng lượng của một điện tử ở trạng thái kích thích thứ nhất và được kết quả sau:

$$\langle E \rangle_1 = \langle T \rangle_1 + \langle V_b \rangle_1 + \langle V_\sigma \rangle_1 + \langle V_I \rangle_1 + \left\langle \frac{V_S}{2} \right\rangle_1$$

Với:

$$\langle T \rangle_1 = \frac{-\hbar^2}{2me_z} A_1^2 \left(\frac{9\sqrt{\pi}}{8\sqrt{2\alpha_1}} - \frac{1}{4\sqrt{\beta_1}} \right);$$

$$\langle V_\sigma \rangle_1 = \frac{\pi e}{4\varepsilon} \sigma A_1^2 \left(\frac{1}{\alpha_1^2} - \frac{3}{\beta_1^2} \right);$$

$$\langle V_b \rangle_1 = V_0 A_0^2 (J_1 + J_2) + \frac{1}{2} \gamma A_0^2 J_3$$

Trong đó,

$$J_1 = \int_{-\infty}^0 z^2 \exp(2\sqrt{\beta_1} z) dz;$$

$$J_2 = \int_L^{+\infty} z^2 \exp(-2\alpha_1 z^2) dz;$$

$$I_3 = \int_0^L z^2 \exp(-2\alpha_0 z^2) dz$$

$$\langle V_I \rangle = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon} A_0^2 N_I (I_4 + I_5 + I_6 + I_7)$$

Với

$$I_4 = - \int_{-\infty}^{-(L_d+L_S)} \frac{(L_d + L_S)^2}{2} \exp(2\sqrt{\beta_0} z) dz ,$$

$$I_5 = \int_{-(L_d+L_S)}^{-L_S} \left(\frac{z^2}{2} + (L_d + L_S)z \right) \exp(2\sqrt{\beta_0} z) dz$$

$$I_6 = \int_{-L_S}^0 (L_d z - \frac{L_S^2}{2}) \exp(2\sqrt{\beta_0} z) dz ,$$

$$I_7 = \int_0^{+\infty} (L_d z - \frac{L_S^2}{2}) \exp(-2\alpha_0 z^2) dz$$

$$\langle V_S \rangle_0 = - \frac{4\pi e^2}{\varepsilon} n_S A_0^4 (I_8 + I_9)$$

Với $I_8 = \int_{-\infty}^0 \frac{\exp(4\sqrt{\beta_0} z)}{4\beta_0} dz$

$$J_3 = \int_0^L z^4 \exp(-2\alpha_1 z^2) dz$$

$$\langle V_I \rangle_1 = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon} A_1^2 N_I (J_4 + J_5 + J_6 + J_7)$$

Với

$$J_4 = - \int_{-\infty}^{-(L_d+L_S)} \frac{(L_d + L_S)^2}{2} z^2 \exp(2\sqrt{\beta_1} z) dz ,$$

$$J_5 = \int_{-(L_d+L_S)}^{-L_S} \left(\frac{z^2}{2} + (L_d + L_S)z \right) z^2 \exp(2\sqrt{\beta_1} z) dz$$

$$J_6 = \int_{-L_S}^0 (L_d z - \frac{L_S^2}{2}) z^2 \exp(2\sqrt{\beta_1} z) dz ,$$

$$J_7 = \int_0^{+\infty} (L_d z - \frac{L_S^2}{2}) z^2 \exp(-2\alpha_1 z^2) dz$$

$$\langle V_S \rangle_1 = - \frac{4\pi e^2}{\varepsilon} n_S A_1^4 (J_8 + J_9)$$

Ở đây,

$$J_8 = \frac{1}{4\beta_1^{3/2}} \int_{-\infty}^0 z^2 \exp(4\sqrt{\beta_1}z) \left(\frac{3}{2\sqrt{\beta_1}} - 2z + \sqrt{\beta_1}z^2 \right) dz$$

$$J_9 = \int_0^{+\infty} \left(\frac{\exp(-2\alpha_1 z^2)}{8\alpha_1^2} + \frac{\sqrt{2\pi}z \operatorname{Erfi}[\sqrt{2\alpha_1}z]}{16\alpha_1^{3/2}} + \frac{z}{4\beta_1^{3/2}} + \frac{1}{8} \left(\frac{3}{\beta_1^2} - \frac{1}{\alpha_1^2} \right) \right) z^2 \exp(-2\alpha_1 z^2) dz .$$

4 KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ THẢO LUẬN

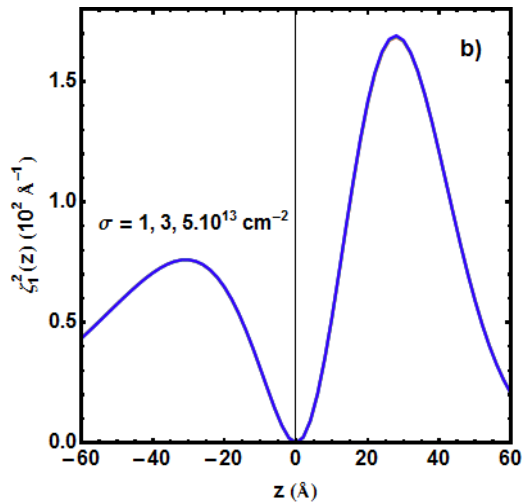
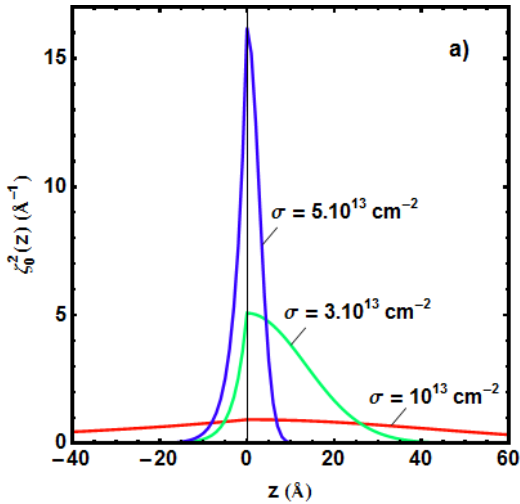
Với kết quả tính toán giải tích ở trên chúng tôi tiếp tục viết chương trình máy tính để xác định sự phân bố khí điện tử trong giếng ở trạng thái cơ bản và trạng thái kích thích thứ nhất.

Chúng tôi sử dụng các tham số nhập vào ở bảng sau cho hệ nghiên cứu:

Bảng 1: Các tham số nhập vào để tính số với chương trình máy tính (Stephen P, 2012)

Độ cao rào thế	V₀ = 400 meV
Độ rộng giếng thế	L=40 Å
Độ rộng vùng phân bố tạp	L_d=10 Å
Khoảng cách từ vùng tạp đến biên rào	L_s=40 Å
Mật độ điện tử mặt	n_s= 10¹³ cm⁻²
Hằng số điện môi trung bình	ε =10
Khối lượng hiệu dụng electron theo phương Oz	m_{ez}=0.48 m₀

m₀: khối lượng electron trong chân không



Hình 2: Phân bố điện tử trong giếng ở hai trạng thái: a) cơ bản và b) kích thích thứ nhất với cố định mật độ tạp pha N_i = 10¹⁸ cm⁻³

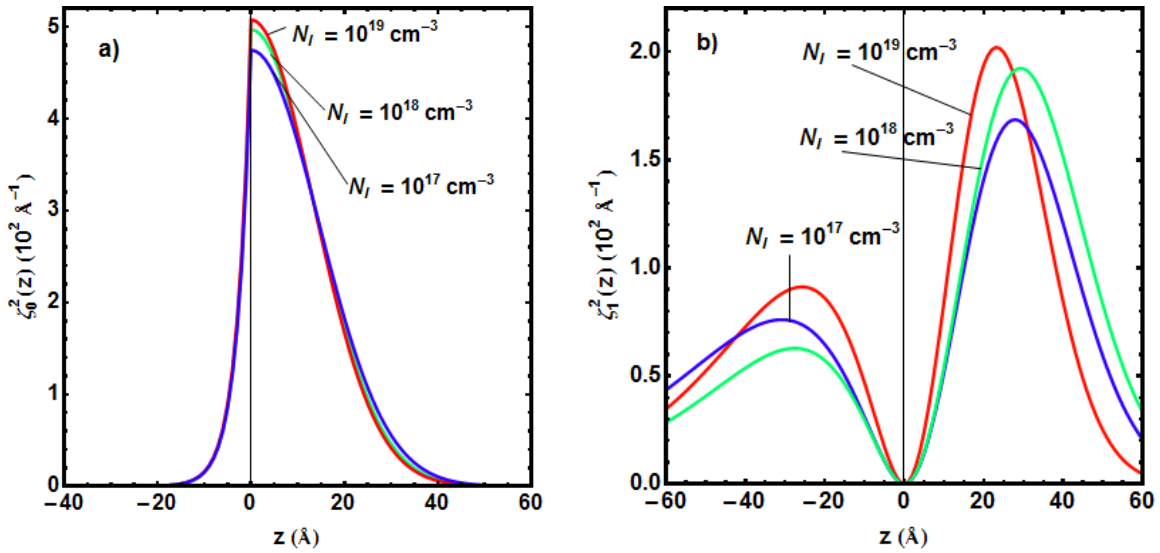
4.2 Phân bố điện tử ở trạng thái cơ bản và trạng thái kích thích thứ nhất khi thay đổi mật độ tạp pha

Từ kết quả tính số theo đồ thị trên Hình 3, chúng ta thấy rằng, các tạp tích điện dương kéo điện tử về phía tạp, sự kéo càng mạnh khi nồng độ

4.1 Phân bố điện tử ở trạng thái cơ bản và trạng thái kích thích thứ nhất khi thay đổi mật độ điện tích phân cực

Từ kết quả tính số trên Hình 2, chúng ta thấy rằng vai trò của điện tích phân cực ảnh hưởng rất quan trọng đến phân bố điện tử ở trạng thái cơ bản (Hình 2.a). Mật độ điện tích phân cực càng cao càng kéo khí điện tử tiến sát lại biên rào. Tuy nhiên, với trạng thái kích thích thứ nhất, sự ảnh hưởng của các điện tích phân cực ở biên rào lên phân bố khí điện tử hầu như không đáng kể (Hình 2.b), phân bố khí điện tử hầu như định xứ, bị trợ với các điện tích phân cực. Chúng tôi cho rằng, nó có liên quan đến vai trò định xứ của các điện tích phân cực. Điều này có thể kết luận rằng, vai trò của điện tích phân cực chỉ ảnh hưởng chủ yếu ở trạng thái cơ bản, vai trò giam cầm phân cực ảnh hưởng mạnh ở trạng thái này. Mặt khác, ta thấy rằng tạp điều biến và rào thế hữu hạn làm cho khí điện tử có thể chui ngầm sang rào ở cả hai trạng thái.

tạp càng cao (Hình 3.a và 3.b). Sự kéo này thể hiện ở cả hai trạng thái. Tuy nhiên với trạng thái kích thích thứ nhất, ở phần khí điện tử loan vào trong rào, ta thấy sự kéo này không rõ nét vì vùng tạp pha nằm chồng lấn lên khí điện tử trong vùng này (L_s=40 Å).



Hình 3: Phân bố điện tử trong giếng ở hai trạng thái: a) cơ bản và b) kích thích thứ nhất với cố định nồng độ điện tích phân cực ở bề mặt dị chất $\sigma = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$

5 KẾT LUẬN

Bằng việc sử dụng phương pháp biến phân và khảo sát mô hình giam cầm lượng tử của khí điện tử giả hai chiều, chúng tôi đã tính giải tích và tính số xác định được phân bố khí điện tử trong giếng lượng tử ở trạng thái cơ bản và trạng thái kích thích thứ nhất. Chúng tôi thấy rằng, vai trò của các điện tích phân cực là quan trọng, nó ảnh hưởng quan trọng đến trạng thái cơ bản, từ đó nó làm thay đổi đáng kể tính chất điện và tính chất quang của hệ khảo sát. Với các hệ dị chất có tính phân cực thì các điện tích phân cực có vai trò quan trọng trong hiệu ứng giam cầm phân cực không thể bỏ qua. Chúng tôi cũng ghi nhận rằng có sự khác nhau về vai trò tương tác định xứ và không định xứ của các điện tích phân cực và điện tích tạp pha lên sự phân bố điện tử ở giếng lượng tử bán parabol. Đây là cơ sở quan trọng cho nghiên cứu tiếp theo của chúng tôi về việc khảo sát phổ hấp thụ bởi chuyển dời giữa các vùng con trong giếng lượng tử bán parabol dựa trên vật liệu phân cực.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Alferov Z. I., (2001), The double heterostructure concept and its applications in physics, electronics, and technology, Review Modern Physics, 73, 767.
2. Bratati Mukhopadhyay and P. K. Basu (2004), Linewidth for interconduction subband transition in Si/Si_{1-x}Ge_x quantum wells, Phys. stat. sol.(b) 241, No. 8, 1859 – 1864.

3. B.R.Nag, (2000), Physics of Quantum Well Devices, INSA Senior Scientist, Institute of Radio Physics and Electronics, Calcutta University, Calcutta, India.
4. Carlo Sittori and Federico Capasso, (1991), Observation of large second order susceptibility via intersubband transitions at $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$ in asymmetric cotipled AlInAs/GaInAs quantum wells. AT&T Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey 07974.
5. Guang-Hui Wang and *et al.* (2003), Refractive Index Changes Induced by the Incident Optical Intensity in Semiparabolic Quantum Wells, Chinese journal of physics vol. 41 , No. 3.
6. Kelin J.Kuhn and *et al.* (2013), Free carrier induced changes in the absorption and refractive index for intersubband optical transitions in Al_xGa_{1-x}As/ GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells, Journal of Applied Physics, 70, 5010.
7. Li Zhang and Hong-Jing Xie, (2003), Electric field effect on the second-order nonlinear optical properties of parabolic and semi-parabolic quantum wells, Physical Review B 68, 235315.
8. Quang D. N and *et al.* (2008), Electron mobility in Gaussian heavily doped ZnO surface quantum wells, 77, 125326.
9. Roberto P, (2006), Intersubband transitions in quantum structures, McGraw - Hill Press.

10. Stephen P., (2012), GaN and ZnO-based Materials and Devices, Springer Series in Materials Science.
11. Thao D. N., and Tien N. T., (2012), Electron distribution in AlGaIn/GaN modulation-doped heterostructures, Communications in Physics, Vol. 22, No. 4, 327.
12. Wojtowicz T and *et al.* (1996), Proc. XXV Int. School of Semiconducting Compounds, Acta. Phys. Pol., A90977.
13. Wojtowicz T and *et al.* (1997), Proc. XXVI Int. School of Semiconducting Compounds, Acta Phys. Pol., A92887.
14. Wojtowicz T and *et al.* (1997), Thin Solid Films, 306 271.