

NĂNG LƯỢNG LIÊN KẾT CỦA EXCITON TRONG GIẾNG LƯỢNG TỬ PARABOL $AlGaAs/GaAs/AlGaAs$ DƯỚI TÁC DỤNG CỦA TỪ TRƯỜNG ĐỀU ÁP THEO HƯỚNG NUÔI

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

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

Thông tin chung:

Ngày nhận: 19/03/2015

Ngày chấp nhận: 17/08/2015

Title:

Binding energy of excitons in $AlGaAs-GaAs-AlGaAs$ parabolic quantum wells with uniform magnetic field applied along growth direction

Từ khóa:

Giếng lượng tử parabol, exciton, năng lượng liên kết, phương pháp biến phân

Keywords:

Parabolic quantum well, exciton, binding energy, variational method

ABSTRACT

In this research, the binding energy of a Wannier exciton in the parabolic quantum wells with uniform magnetic field applied along growth direction was calculated by using variational method. The formulation has been performed in the framework of the effective mass approximation and two-bands model. From the analytical results, we have been programmed in order to compute for the binding energy of excitons depending on parameters of system (well width L and magnetic field B). We also investigated the effect of well width and magnetic field to on the forming formation of excitons.

TÓM TẮT

Trong nghiên cứu này, chúng tôi tính năng lượng liên kết của exciton Wannier trong giếng lượng tử parabol đặt trong từ trường đều dọc theo hướng nuôi sử dụng phương pháp biến phân. Chúng tôi đã thực hiện các quá trình tính toán trong gần đúng khối lượng hiệu dụng và mô hình hai vùng. Từ kết quả tính giải tích này, chúng tôi lập trình để tính năng lượng liên kết exciton theo các thông số của hệ (độ rộng giếng L và từ trường ngoài B). Chúng tôi cũng khảo sát ảnh hưởng của từ trường và độ rộng giếng vào sự hình thành exciton.

1 GIỚI THIỆU

Các cấu trúc giếng lượng tử parabol và bán parabol bắt đầu được các nhà khoa học quan tâm nghiên cứu cả về lý thuyết và thực nghiệm từ cuối những năm 1980 (H.M. Cheong *et al.*, 1994). So với thể giếng lượng tử vuông (L.C. Andreani and A. Pasquarello, 1994. R. Winkler, 1995), thể giếng parabol có các trị riêng năng lượng cách đều nhau và tính định xứ mạnh hơn. Đặc biệt, chúng tạo ra các trạng thái exciton $1s$, $2s$, $3s$ và xảy ra sự chuyển đổi trạng thái ngoại vùng trong giếng lượng tử lên đến $n=5$ (F. Kyrzhenko and J. Kossut, 1998). Trong bài báo này, chúng tôi trình bày việc thiết lập các biểu thức một cách trực tiếp và tổng

quát để tính năng lượng liên kết exciton trong một giếng lượng tử parabol đặt trong từ trường đều. Lờ giải chính xác của bài toán này thì rất phức tạp bởi nhiều yếu tố như có sự trộn lẫn giữa các trạng thái trong vùng hóa trị, sự bắt cặp giữa các exciton thì nằm trong các vùng con khác nhau, sự bất đẳng hướng của các vùng, sự không phù hợp khối lượng hiệu dụng giữa các điện tử... Các ảnh hưởng này mạnh hay yếu là do sự phụ thuộc của nó vào cấu trúc vùng của các vật liệu khối hình thành nên cấu trúc dị chất nghiên cứu. Mặc dù vậy, việc xác định các tính chất của exciton đối với một thể giam cầm parabol hai chiều sẽ dễ dàng hơn khi bỏ qua sự hiệu chỉnh trộn lẫn giữa các trạng thái trong vùng và trong vùng con. Chúng tôi đã sử dụng phương

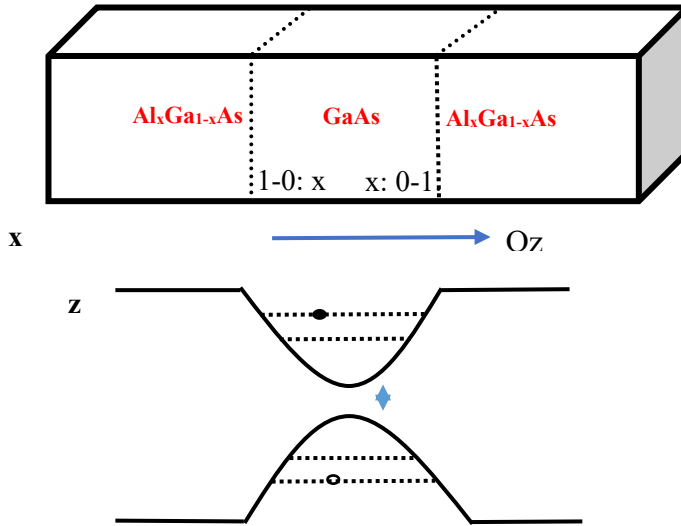
pháp biến phân trong mô hình hai vùng để tính toán trong trường hợp này.

Dựa vào cơ sở lý thuyết của Harrison và *ctv* (P. Harrison *et al.*, 1996), chúng tôi thành lập một mô hình tổng quát với các phương trình giải tích phù hợp để tính các mức năng lượng của exciton trong thế giam cầm parabol hai chiều đã cho. Ưu điểm của phương pháp này là tất cả các đại lượng đều được biểu diễn thông qua các tích phân cơ bản. Các phương trình này đã được rút gọn để thuận tiện cho việc tính số và tổng quát. Bài báo được trình bày gồm các phần sau: mô tả mô hình hệ nghiên cứu và tính toán giải tích năng lượng liên kết exciton, các

kết quả tính số và thảo luận, kết luận.

2 MÔ TẢ MÔ HÌNH HỆ NGHIÊN CỨU VÀ TÍNH TOÁN GIẢI TÍCH NĂNG LƯỢNG LIÊN KẾT EXCITON

Xét một cấu trúc dị chất như Hình 1, bằng cách thay đổi hàm lượng Al trong hợp kim AlGaAs, hệ sẽ hình thành một giếng lượng tử đơn, cơ bản loại I giam cầm điện tử theo hướng z . Thế giam cầm có dạng parabol, đặt $V_e(z_e)$ là thế giam cầm lên các electron và $V_h(z_h)$ là thế giam cầm lên các lỗ trống.



Hình 1: Mô hình giếng lượng tử parabol GaAlAs-GaAs-GaAlAs đặt trong từ trường đều

2.1 Các công thức cơ bản

Từ trường \vec{B} được xét song song với hướng OZ. Trong gần đúng khối lượng hiệu dụng, Hamiltonian của một hệ electron-lỗ trống dưới tác dụng của từ trường đều có các trạng thái cơ bản được xác định như sau (L.C. Andreani and A. Pasquarello, 1994):

$$H = H_e + H_h + H_{ex}, \quad (1)$$

với

$$H_e = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial z_e^2} + V_e(z_e), \quad (2)$$

$$H_h = -\frac{\hbar^2}{2m_h} \frac{\partial^2}{\partial z_h^2} + V_h(z_h), \quad (3)$$

$$H_{ex}(\rho) = \frac{-\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \right) + \frac{e^2 B^2 \rho^2}{8\mu} - \frac{e^2}{\epsilon r}, \quad (4)$$

Trong đó $\rho = |\vec{\rho}_e - \vec{\rho}_h|$ là khoảng cách tương đối giữa electron và lỗ trống trong mặt phẳng Oxy, ϵ là hằng số điện môi trung bình của vật liệu giếng, $r = \sqrt{\rho^2 + (z_e - z_h)^2}$, $H_e(H_h)$ là Hamiltonian của electron (lỗ trống) trong từ trường đều hướng theo trục Oz với khối lượng hiệu dụng $m_e(m_h)$, và H_{ex} là Hamiltonian của exciton trong mặt phẳng Oxy với khối lượng rút gọn μ .

Trị riêng năng lượng E và hàm sóng ψ ở trạng thái cơ bản của exciton được xác định bởi cực tiểu trung bình năng lượng ở trạng thái ψ với một thông số biến phân phù hợp dưới dạng:

$$E = \min \frac{\langle \psi | H | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle}, \quad (5)$$

Trong đó, hàm sóng thử ψ được chọn là:

$$\psi = \psi_e \psi_h \phi, \quad (6)$$

với ϕ là thừa số liên kết, sẽ được chọn để thuận tiện cho việc mô tả trạng thái exciton. Do đó, chúng tôi chọn ϕ có dạng sau:

$$\phi_{1s} = \exp\left(-\frac{\sqrt{\rho^2 + a^2}}{\lambda}\right), \quad (7)$$

trong đó λ là tham số biến phân và $a = |z_e - z_h|$.

Các mức Landau đầu được cho bởi:

$$E_0 = \gamma R, \quad (8)$$

trong đó $\gamma = \frac{\hbar\omega_c}{2R}$ là đại lượng không thứ nguyên, $\omega_c = \frac{eB}{\mu}$ là tần số cyclotron, đại lượng vô hướng R là hằng số Rydberg hiệu dụng được định nghĩa bởi $R = \frac{\hbar^2}{2\mu(a^*)^2}$ và $a^* = \frac{\epsilon\hbar^2}{e^2\mu}$ là bán kính Bohr hiệu dụng.

Khi hệ chịu tác dụng của từ trường đều, năng lượng liên kết E_B có dạng sau:

$$E = \min \left[\frac{\left((E_e + E_h)J(F) + \frac{\hbar^2}{2\mu_z} J(G) - \frac{\hbar^2}{2\mu} J(K) + \frac{e^2 B^2}{8\mu} J(R) - \frac{e^2}{\epsilon} J(R') \right)}{J(F)} \right] \quad (10)$$

trong đó, các số hạng tương ứng có dạng sau:

$$E_e = \frac{\hbar^2 \alpha_e}{2m_e} = \frac{\hbar}{L} \sqrt{\frac{2U_e}{m_e}}, E_h = \frac{\hbar^2 \alpha_h}{2m_h} = \frac{\hbar}{L} \sqrt{\frac{2U_h}{m_h}} \quad J(F) = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha_e + \alpha_h}} \int_0^\infty \exp\left(-\alpha a^2 - \frac{2a}{\lambda}\right) \pi \lambda (2a + \lambda) da,$$

$$J(G) = 4\pi \sqrt{\frac{\pi}{\alpha_e + \alpha_h}} \int_0^\infty \left[\exp(-\alpha a^2) \left(\int_0^\infty \left| \frac{\partial \phi}{\partial z_e} \right|^2 \rho d\rho \right) \right] da,$$

$$J(K) = 4\pi \int_0^\infty \left[\sqrt{\frac{\pi}{\alpha_e + \alpha_h}} \exp(-\alpha a^2) \left(\int_0^\infty \phi \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \right) \phi \rho d\rho \right) \right] da,$$

$$J(R) = 4\pi \int_0^\infty \left[\sqrt{\frac{\pi}{\alpha_e + \alpha_h}} \exp(-\alpha a^2) \left(\int_0^\infty \phi^2 \rho^3 d\rho \right) \right] da,$$

$$E_B = E_e + E_h + E_0 - E \quad (9)$$

trong đó E_e và E_h là nghiệm của các phương trình Hamiltonian một điện tử trong từ trường đều $H_i \psi_i = E_i \psi_i$.

2.2 Tính toán với hệ nghiên cứu

Chúng tôi áp dụng mô hình đã phát triển trong mục 2.1 để tính năng lượng liên kết của exciton trong giếng lượng tử parabol đơn, rộng, sâu vô hạn. Cấu trúc nghiên cứu là cấu trúc dị chất loại I với thế giếng thế có dạng parabol cho electron và lỗ trống đã minh họa ở Hình 1. Dạng thế giếng này được mô tả bởi

$$V_i(z_i) = \frac{\hbar^2 \alpha_i^2}{2m_i} z_i^2, \text{ trong đó } \alpha_i = \frac{2}{\hbar L} \sqrt{2m_i U_i},$$

với U_i là độ chênh lệch giữa đáy vùng dẫn của electron và đỉnh vùng hóa trị của lỗ trống ở tâm của giếng so với hai lớp vật liệu ngoài cùng.

Lời giải ở trạng thái cơ bản của bài toán một điện tử trong giếng lượng tử parabol khi không có trường ngoài là lời giải của bài toán dao động tử điều hòa $\psi_i(z_i) \propto \exp\left(-\frac{1}{2} \alpha_i z_i^2\right)$ với $E_i = \frac{\hbar^2 \alpha_i}{2m_i}$.

Lấy trung bình với trạng thái lượng tử cơ bản theo công thức (5), chúng tôi tính được năng lượng E của hệ electron-lỗ trống có dạng

$$J(R') = 4\pi \sqrt{\frac{\pi}{\alpha_e + \alpha_h}} \int_0^\infty \exp(-\alpha a^2) \left(\int_0^\infty \frac{\varphi^2 \rho d\rho}{\sqrt{\rho^2 + a^2}} \right) da,$$

Các thừa số tích phân biểu diễn trung bình theo trạng thái lượng tử cơ bản ứng với các dạng năng lượng khác nhau như sau:

$$J(F) = \sqrt{\frac{1}{\alpha_e + \alpha_h}} \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{e^{\frac{1}{\alpha\lambda^2}} \sqrt{\pi} (\alpha\lambda^2 - 2) + \operatorname{Erfc} \left[\frac{1}{\sqrt{\alpha\lambda}} \right]}{2\alpha^{\frac{3}{2}} \lambda} \right) \pi^{3/2} \lambda$$

$$J(K) = \frac{\pi^{3/2}}{\alpha^2 \lambda^3} \sqrt{\frac{1}{\alpha_e + \alpha_h}} \left(\begin{aligned} &8\operatorname{HypergeometricPFQ} \left[\left\{ \frac{1}{2}, 2 \right\}, \left\{ \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\}, \frac{1}{\alpha\lambda^2} \right] \\ &- 2\sqrt{\alpha} \lambda - e^{\frac{1}{\alpha\lambda^2}} \sqrt{\pi} \alpha\lambda^2 + e^{\frac{1}{\alpha\lambda^2}} \sqrt{\pi} (\alpha\lambda^2 - 2) \operatorname{Erf} \left[\frac{1}{\sqrt{\alpha\lambda}} \right] \\ &+ \sqrt{\pi} \operatorname{Gamma} \left[0, -\frac{1}{\alpha\lambda^2} \right] \\ &+ \sqrt{\pi} \operatorname{Log} [\alpha] + \sqrt{\pi} \operatorname{Log} \left[-\frac{1}{\alpha\lambda^2} \right] - 2\sqrt{\pi} \operatorname{Log} \left[\frac{1}{\lambda} \right] \end{aligned} \right)$$

$$- \frac{\pi^{3/2}}{\alpha^2 \lambda^3} \sqrt{\frac{1}{\alpha_e + \alpha_h}} \left(\begin{aligned} &2\alpha\lambda^2 + 2e^{\frac{1}{\alpha\lambda^2}} \sqrt{\pi} \alpha \lambda \operatorname{Erf} \left[\frac{1}{\sqrt{\alpha\lambda}} \right] - \sqrt{\pi} \alpha \lambda \operatorname{Gamma} \left[0, -\frac{1}{\alpha\lambda^2} \right] \\ &- 8\operatorname{HypergeometricPFQ} \left[\left\{ \frac{1}{2}, 2 \right\}, \left\{ \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\}, \frac{1}{\alpha\lambda^2} \right] - \sqrt{\pi} \alpha \lambda \operatorname{Log} [\alpha] \\ &- \sqrt{\pi} \alpha \lambda \operatorname{Log} \left[-\frac{1}{\alpha\lambda^2} \right] + 2\sqrt{\pi} \alpha \lambda \operatorname{Log} \left[\frac{1}{\lambda} \right] \end{aligned} \right)$$

$$- \frac{e^{\frac{1}{\alpha\lambda^2}} \pi^2 \operatorname{Erfc} \left[\frac{1}{\sqrt{\alpha\lambda}} \right] \sqrt{\frac{1}{\alpha_e + \alpha_h}}}{\sqrt{\alpha}}$$

$$J(G) = \frac{\pi^{3/2}}{2\alpha^2 \lambda^3} \sqrt{\frac{1}{\alpha_e + \alpha_h}} \left(\begin{aligned} &8\operatorname{HypergeometricPFQ} \left[\left\{ \frac{1}{2}, 2 \right\}, \left\{ \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\}, \frac{1}{\alpha\lambda^2} \right] - \\ &\sqrt{\pi} \alpha \lambda \left(2e^{\frac{1}{\alpha\lambda^2}} - \operatorname{Gamma} \left[0, -\frac{1}{\alpha\lambda^2} \right] - \operatorname{Log} [\alpha] - \operatorname{Log} \left[-\frac{1}{\alpha\lambda^2} \right] + 2\operatorname{Log} \left[\frac{1}{\lambda} \right] \right) \end{aligned} \right)$$

$$J(R) = \frac{\pi^{3/2}}{4\alpha^{5/2}} \sqrt{\frac{1}{\alpha_e + \alpha_h}} \left(2\sqrt{\alpha} \lambda (3\alpha\lambda^2 - 2) + e^{\frac{1}{\alpha\lambda^2}} \sqrt{\pi} (4 + \alpha\lambda^2 (3\alpha\lambda^2 - 4)) \operatorname{Erfc} \left[\frac{1}{\sqrt{\alpha\lambda}} \right] \right)$$

$$J(R') = \frac{\pi^2 e^{\frac{1}{\alpha\lambda^2}} \lambda \sqrt{\frac{1}{\alpha_e + \alpha_h}} \operatorname{Erfc} \left[\frac{1}{\sqrt{\alpha\lambda}} \right]}{\sqrt{\alpha}}.$$

Trong đó, Erfc, HypergeometricPFQ, Gamma là các hàm suy rộng. Từ các kết quả trên, chúng tôi thu được năng lượng liên kết E_B có dạng là:

$$E_B = \gamma R + \frac{\hbar^2 \alpha_e}{2m_e} + \frac{\hbar^2 \alpha_h}{2m_h} - E \quad (11)$$

3 KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ THẢO LUẬN

Các số hạng $J(F)$, $J(G)$, $J(K)$, $J(R)$,

$J(R')$ là các tích phân cơ bản. Chúng tôi tính các số hạng này nhờ vào sự hỗ trợ của phần mềm Mathematica. Tiếp theo, chúng tôi thực hiện cực tiểu hóa năng lượng để xác định các tham số biến phân. Sau đó, chúng tôi tính số để thu được năng lượng liên kết exciton.

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

Bảng 1: Các tham số nhập vào để tính số với chương trình máy tính (D. A. B. Miller *et al.*, 1984; P. Harrison *et al.*, 1996)

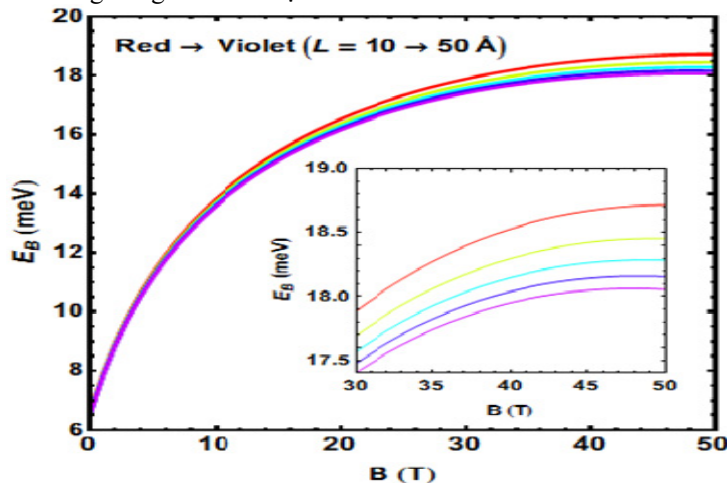
Khối lượng hiệu dụng electron	$m_e = 0.096m_0$
Khối lượng hiệu dụng lỗ trống	$m_h = 0.6m_0$
Độ chênh lệch đáy vùng dẫn của electron ở tâm của giếng thế so với hai lớp vật liệu ngoài cùng	$U_c = 340 \text{ meV}$
Độ chênh lệch đỉnh vùng hóa trị của lỗ trống ở tâm của giếng thế so với hai lớp vật liệu ngoài cùng	$U_h = 60 \text{ meV}$
Hằng số điện môi trung bình của vật liệu giếng	$\epsilon = 12.8$
Gần đúng vật liệu đẳng hướng	$\mu = \mu_z$

m_0 : khối lượng electron trong chân không

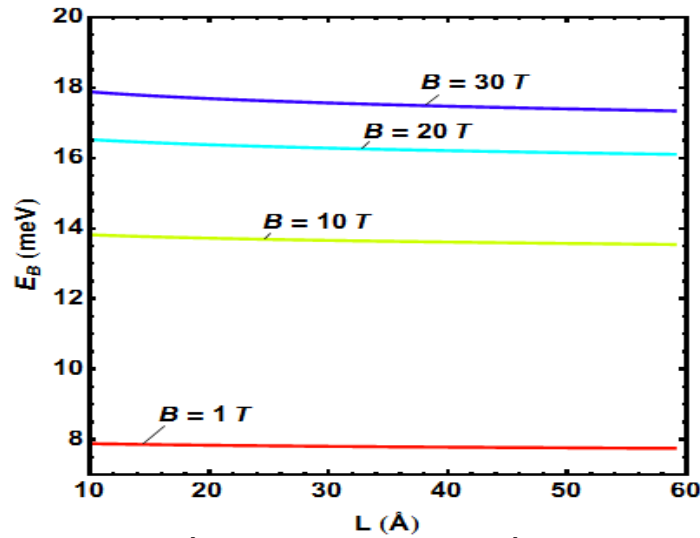
3.1 Khảo sát năng lượng liên kết exciton khi thay đổi từ trường

Chúng tôi tính số để khảo sát năng lượng liên kết exciton. Trên Hình 2 và 3, chúng tôi tính năng lượng liên kết exciton E_B thay đổi theo độ rộng giếng L và theo từ trường B . Cụ thể, năng lượng liên kết exciton E_B giảm khi độ rộng giếng tăng và tăng khi từ trường tăng. Chúng tôi cho rằng, khi độ rộng giếng L tăng thì xác suất tìm thấy electron và lỗ trống trong cùng mặt phẳng sẽ giảm nên năng lượng liên kết giảm. Ngược lại, sự tăng lên của từ trường sẽ làm tăng thế giam cầm điện tử

và lỗ trống trong mặt phẳng (x,y) sẽ làm tăng năng lượng liên kết. Do đó, năng lượng liên kết sẽ biến thiên tỉ lệ nghịch với độ rộng giếng nhưng tỉ lệ thuận với từ trường. Từ kết quả tính số ở Hình 2 và 3, chúng ta cũng nhận thấy với cùng một giá trị từ trường, khi thay đổi độ rộng giếng L thì năng lượng liên kết exciton E_B chỉ giảm nhẹ. Trong khi đó, với cùng độ rộng giếng thì năng lượng liên kết exciton E_B có xu hướng tăng mạnh khi từ trường tăng. Vì vậy, chúng tôi cho rằng từ trường ảnh hưởng lớn đến sự biến thiên năng lượng liên kết exciton E_B .



Hình 2: Sự biến thiên năng lượng liên kết exciton E_B theo từ trường B với các giá trị độ rộng giếng từ 10 \AA đến 50 \AA

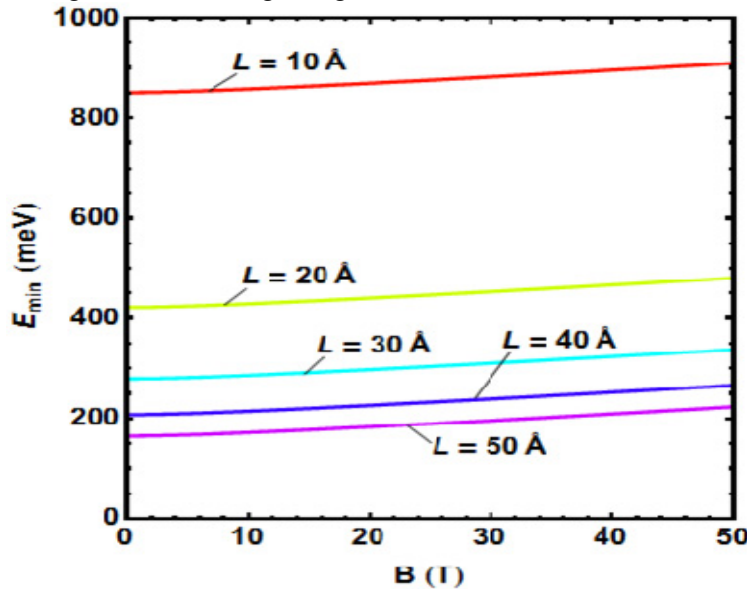


Hình 3: Khảo sát năng lượng liên kết exciton E_B theo độ rộng giếng với các từ trường khác nhau

3.2 Khảo sát năng lượng cực tiểu của hệ điện tử lỗ trống khi thay đổi từ trường

Từ kết quả tính số trên Hình 4, chúng ta thấy rằng năng lượng cực tiểu của hệ điện tử-lỗ trống E_{min} thay đổi theo độ rộng giếng L và từ trường B . Cụ thể, năng lượng cực tiểu của hệ điện tử-lỗ trống E_{min} tăng khi độ rộng giếng L giảm và từ trường tăng. Chúng tôi cho rằng, từ trường ngoài được xem như là một nhiễu loạn nên dưới tác dụng của từ trường ngoài thì năng lượng cực tiểu của hệ sẽ được bổ sung theo các giá trị khác nhau của từ trường. Ngoài ra, khi độ rộng giếng tăng thì xác suất tìm thấy điện tử sẽ giảm. Do đó, năng lượng

cực tiểu của hệ điện tử-lỗ trống E_{min} sẽ biến thiên tỉ lệ nghịch với độ rộng giếng và tỉ lệ thuận với từ trường. Từ kết quả tính số ở Hình 4, chúng ta cũng nhận thấy rằng với cùng một giá trị của độ rộng giếng, khi tăng giá trị từ trường B thì năng lượng cực tiểu của hệ điện tử-lỗ trống E_{min} chỉ tăng nhẹ. Trong khi đó, với cùng giá trị từ trường B , năng lượng cực tiểu của hệ điện tử-lỗ trống E_{min} có khuynh hướng giảm mạnh khi tăng độ rộng giếng. Vì vậy, chúng tôi cho rằng từ trường ảnh hưởng không đáng kể đến sự biến thiên năng lượng cực tiểu của hệ điện tử-lỗ trống E_{min} .

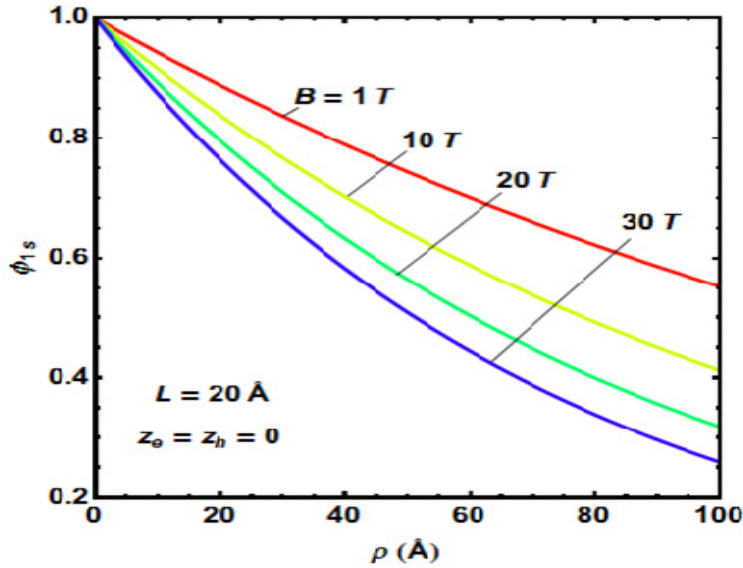


Hình 4: Khảo sát năng lượng cực tiểu E_{min} (meV) theo từ trường B với các giá trị độ rộng giếng khác nhau

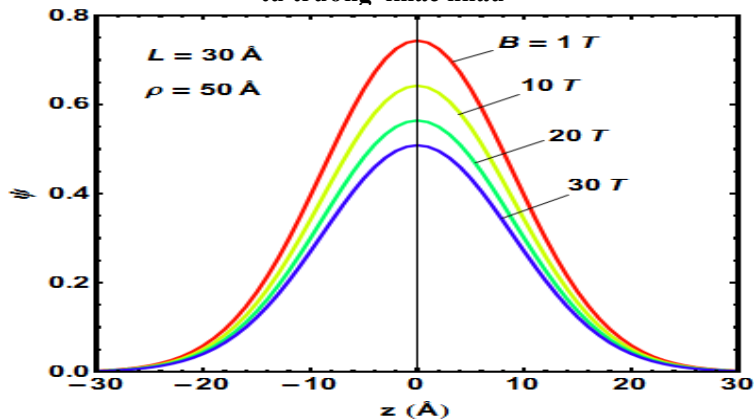
3.3 Khảo sát hàm sóng hệ điện tử-lỗ trống khi thay đổi từ trường

Chúng tôi khảo sát hàm sóng hệ điện tử-lỗ trống với kết quả tính số trên Hình 5, chúng ta thấy rằng thừa số liên kết ϕ giảm khi khoảng cách tương đối ρ giữa electron và lỗ trống trong mặt phẳng Oxy và từ trường B tăng. Kết quả này có thể được giải thích như sau: dưới tác dụng của từ trường ngoài, sự bao phủ giữa các hàm sóng sẽ giảm. Thêm vào đó, khoảng cách tương đối tăng

thì lực tương tác tĩnh điện giữa electron và lỗ trống sẽ giảm. Do đó, thừa số liên kết sẽ biến thiên tỉ lệ nghịch với khoảng cách tương đối ρ và từ trường B. Kết quả tính số từ Hình 6 cũng cho thấy trạng thái exciton ứng với mỗi mức năng lượng sẽ giảm khi từ trường tăng. Điều này là do từ trường ngoài được xem như là một nhiễu loạn. Nhiễu loạn này sẽ làm giảm sự suy biến hay giảm số trạng thái exciton. Có thể kết luận, giá trị của thừa số liên kết và số trạng thái exciton sẽ biến thiên mạnh dưới tác dụng của từ trường.



Hình 5: Khảo sát sự biến thiên thừa số liên kết ϕ_{1s} theo khoảng cách tương đối $\rho(A^0)$ với các giá trị từ trường khác nhau



Hình 6: Khảo sát sự thay đổi trạng thái exciton theo từ trường

4 KẾT LUẬN

Bằng việc sử dụng phương pháp biến phân trong mô hình hai vùng, chúng tôi đã thiết lập được các phương trình tham số để định lượng các đặc tính của exciton dưới tác dụng của từ trường đều

theo hướng nuôi mẫu trong giếng lượng tử parabol. Chúng tôi đã thực hiện tính số để khảo sát sự thay đổi của năng lượng liên kết exciton theo các thông số của hệ (độ rộng giếng và từ trường ngoài). Chúng tôi cũng khảo sát ảnh hưởng của từ trường

và độ rộng giếng vào năng lượng cực tiểu hình thành exciton. Với thành công này, chúng tôi sẽ tiếp tục áp dụng mô hình này để tính ảnh hưởng của từ trường song song với hướng nuôi vào tính phổ hấp thụ exciton trong giếng lượng tử parabol dưới tác dụng của từ trường.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. D. A. B. Miller *et al.*, 1984. Band – edge electroabsorption in quantum well structures. *Physical review letters*. 53, 22.
2. E. Kasapoglu *et al.*, 2000. Excitonic structure in a quantum well under the tilted magnetic field. *Journal of Applied Physics*. 88, 2671.
3. F. Kyrychenko and J. Kossut, 1998. Excitons in parabolic quantum well. *Semiconductor Science and Technology*. 13, 1076 – 1079.
4. H.M. Cheong *et al.*, 1994. Hydrostatic-pressure dependence of band offsets in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures. *Physical Review B*. 49, 10444.
5. J. Diouri *et al.*, 2003. Parameterized equations for excitons in two – dimensional semiconductor quantum wells with arbitrary potential profiles. *Semiconductor Science and Technology*. 18, 377.
6. L.C. Andreani and A. Pasquarello, 1994. Accurate theory of excitons in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum wells. *Physical Review B*. 42, 8928.
7. P. Harrison *et al.*, 1996. The symmetry of the relative motion of excitons in semiconductor heterostructures. *Superlattice and Microstructures*. 20, 45-57.
8. R. Winkler, 1995. Excitons and fundamental absorption in quantum wells. *Physical Review B*. 51, 14395.
9. S. Jaziri and R. Bernaceur, 1994. Excitons in parabolic quantum dots in electric and magnetic fields. *Semiconductor Science and Technology*. 9, 1775.
10. T.M Rusin, 2000. The energy of excitons in parabolic quantum wells investigated by effective variational Hamiltonian method. *Condensed Matter*. 12, 575-587.
11. Yuen Wu-Pen, 1993. Exact analytic analysis of finite parabolic quantum wells with and without a static electric field. *Physical Review B*. 48, 17316.