

«مقاله پژوهشی»

محاسبه عددی ترازهای انرژی و احتمال گذار بین ترازها در نقطه و پاد نقطه کوانتومی در حضور میدان مغناطیسی

تورج غفاری^{1*}، فاطمه رحیمی²

1. دانشیار، واحد شیراز، دانشگاه آزاد اسلامی، شیراز، ایران

2. دکتر، واحد شیراز، دانشگاه آزاد اسلامی، شیراز، ایران

تاریخ دریافت: 1400/07/11 تاریخ پذیرش: 1400/10/02

Numerical Calculation of Energy States and Oscillator Strengths of Quantum Dot and Quantum Anti-Dot at the Presence of a Magnetic Field

T. Ghaffary^{*1}, F. Rahimi²

1. Associate Professor, Department of Physics, Shiraz Branch, Islamic Azad University, Shiraz, Iran

2. Ph.D., Department of Physics, Shiraz Branch, Islamic Azad University, Shiraz, Iran

Received: 2021/10/03 Accepted: 2021/12/23

Abstract

In this study, we investigate the effect of magnetic field on energy states at the $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$ quantum dot and the $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ quantum anti-dot. Based on the finite difference method, numerical calculations show that the magnetic field effect on the energy states of quantum dots and quantum anti-dots is quite different. Moreover, using three types of linear polarization (LP), right circular polarization (RCP) and left circular polarization (LCP), the Oscillator strength for $1s \rightarrow 2p$ for the quantum dot and quantum anti-dot point at the presence of the magnetic field is calculated

Keywords

Quantum Dot, Quantum Anti-Dot, Oscillator Strength, Magnetic Field

چکیده

در این تحقیق به بررسی تأثیر میدان مغناطیسی بر ترازهای انرژی در نقطه کوانتومی $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$ و پادنقطه کوانتومی $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ می‌پردازیم. محاسبات عددی که با استفاده از روش تفاضل محدود انجام گرفته است، نشان می‌دهند که تأثیر میدان مغناطیسی بر ترازهای انرژی نقطه و پادنقطه کوانتومی کاملاً متفاوت است. همچنین در ادامه با استفاده از سه نوع قطبش خطی (LP)، قطبش دایروی راست‌گرد (RCP) و قطبش دایروی چپ‌گرد (LCP) احتمال گذار بین ترازهای $1s$ و $2p$ برای نقطه و پاد نقطه کوانتومی در حضور میدان مغناطیسی محاسبه می‌گردد

واژه‌های کلیدی

نقطه کوانتومی، پادنقطه کوانتومی، احتمال گذار، میدان مغناطیسی

مقدمه

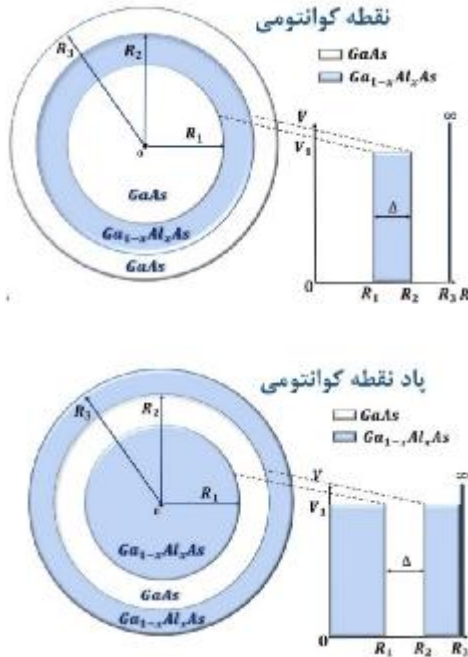
در طی چند دهه اخیر با توجه به رشد سریع فناوری نانو، نانو ساختارهایی مانند نقاط کوانتومی و پاد نقاط کوانتومی به دلیل کاربرد آنها در دستگاه‌های فتوولتائیک، نانوپتیک و نانو الکترونیک، مورد توجه چشمگیر دانشمندان قرار گرفته است. این ساختارها را می‌توان به عنوان اتم‌های مصنوعی ساخته دست بشر طبقه‌بندی کرد؛ به طوری که حرکت الکترون‌ها از هر جهت محدود است. محدودیت حامل‌های بار منجر به ایجاد طیف انرژی گسسته و در نتیجه باعث ایجاد بسیاری از خصوصیات منحصر به فرد از جمله تغییر در رسانایی، خواص اپتیکی و در این ساختارها می‌گردد [1]. اخیراً ساختارهای اپتیکی و الکترونیکی نقاط و پاد نقاط کوانتومی با اشکال متفاوت و در حضور پتانسیل‌های متفاوت مورد مطالعه قرار گرفته است [2-5] که در این میان نقاط کوانتومی $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ هسته / پوسته و پاد نقاط کوانتومی $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$ هسته / پوسته به شدت مورد توجه بوده‌اند [6-14]. مطالعات اخیر بیشتر متمرکز بر درک خواص الکترونی و اپتیکی این نانو ساختارهای بوده است. به علاوه مطالعات نشان داده‌اند که میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی خارجی از عوامل مهمی هستند که می‌توانند خواص الکترونی و اپتیکی این سیستم‌ها را تغییر دهند [15-30]. بنابراین از آنجا که با استفاده از میدان مغناطیسی خارجی، ترازهای انرژی و در نتیجه خواص فیزیکی تغییر می‌کنند، مطالعه تأثیر اعمال میدان مغناطیسی خارجی بر این نانو ساختارها، در دهه‌های اخیر تبدیل به یک موضوع بسیار جالب و جذاب از نظر تئوری و تجربی، برای محققان شده است [31-34].

در این پژوهش، اثر میدان مغناطیسی بر احتمال گذار نقاط و پاد نقاط کوانتومی کروی بررسی می‌شود. بدین دلیل از یک نمای مقایسه‌ای بین نقاط و پاد نقاط کوانتومی کروی استفاده شده و نشان داده شده است که این دو مدل به صورت قابل توجهی متفاوتند. به همین منظور ابتدا مبانی تئوری در بخش 2 و نتایج محاسباتی این مطالعه در بخش 3 آورده شده و در انتها نیز نتیجه‌گیری ارائه گردیده است.

تئوری

با اتصال $GaAs$ ، $Ga_{1-x}Al_xAs$ و $Ga_{1-y}Al_yAs$ می‌توان سیستم‌های نانو کروی چندلایه را ایجاد کرد. نوع

اتصال مواد مجاور در کنار یکدیگر، همان طور که در شکل (1) نشان داده شده است، منجر به ایجاد نانو ساختارهای کروی به اصطلاح نقاط کوانتومی و پاد نقاط کوانتومی می‌شود. پاد نقاط کوانتومی زمانی ساخته می‌شود که جای لایه‌ها در نقاط کوانتومی جابه‌جا شود.



شکل 1. شمایی از نقطه کوانتومی $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ (شکل بالا) و پاد نقطه کوانتومی $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ (شکل پایین) و مشخصات پتانسیل آنها

در شکل 1 شعاع هسته، R_1 شعاع کل و $\Delta = R_2 - R_1$ در غیاب میدان مغناطیسی هامیلتونی برای سیستم‌های بیان شده، با ناخالصی هیدروژنی در مرکز، هنگامی که الکترون با سد پتانسیل متناهی محدود شده است، به صورت زیر نوشته می‌شود [35]:

$$H = \frac{p^2}{2m^*} - \frac{ke^2Z}{\epsilon|\vec{r}|} + V_C(r) \quad (1)$$

در اینجا $\vec{p} = -i\hbar\nabla$ تکانه خطی و e ، m^* و ϵ به ترتیب، بار الکترون، جرم موثر الکترون و ثابت دی‌الکتریک، هستند $\left(k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)$ و $V_C(r)$ پتانسیل محدودیت

بور به عنوان واحد فاصله، $Ry^* = \frac{m^* e^4}{32\pi^2 \epsilon^2 \hbar^2}$ واحد انرژی مؤثر ریذبرگ و θ زاویه بین \mathbf{r} و محور Z است.

با توجه به اینکه مسئله ویژه مقداری در حضور پتانسیل کولنی و میدان مغناطیسی به صورت تحلیلی قابل حل نیست، چرا که معادله شرودینگر با شرایط مرزی مناسب، مسئله‌ای بس دشوار است؛ بنابراین با استفاده از روش عددی تفاضل محدود، در تقریب جرم مؤثر، با قطری کردن ماتریس هامیلتونی رابطه (5)، ویژه توابع و ویژه مقادیر انرژی سیستم‌های مورد بحث، محاسبه شده و در ادامه با داشتن ویژه توابع و ویژه مقادیر به محاسبه احتمال گذار بین ترازهای $1s$ و $2p$ پرداخته می‌شود. بعد از اعمال میدان مغناطیسی تبهگنی سه گانه تراز $2p$ از بین رفته و این تراز به سه زیرتراز $2P_{-1}$ ، $2P_0$ و $2P_{+1}$ شکافته می‌شود. بنابراین در ادامه احتمال گذار بین تراز $1s$ و $2P_{-1}$ و $1s$ و $2P_0$ و $1s$ و $2P_{+1}$ بررسی می‌شود.

عناصر ماتریس انتقال دوقطبی الکتریکی

عناصر ماتریس انتقال دوقطبی برای گذار از حالت $|i\rangle$ به حالت $|f\rangle$ را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$M_{if} = \langle n', l', m' | \hat{P} \vec{r} | n, l, m \rangle \quad (6)$$

که بردار \hat{P} یک قطبش تابش اعمال شده است. باید توجه داشت که انتقال دوقطبی زمانی مجاز است که حالت‌های اولیه و نهایی با قانون انتخاب مطابقت داشته باشند، $\Delta l = \pm 1$ ، که در آن l عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای است [38] در ادامه سه نوع قطبش خطی (LP) که در آن $\Delta m = 0$ ، قطبش دایروی راست‌گرد (RCP) که در آن $\Delta m = -1$ و قطبش دایروی چپ‌گرد (LCP) که در آن $\Delta m = +1$ است را برای تقارن کروی در نظر خواهیم گرفت.

1. قطبش خطی

در قطبش خطی، میدان الکتریکی اعمال شده به عنوان موج قطبیده خطی در جهتی خاص مانند جهت Z در نظر گرفته می‌شود ($\hat{P} = \hat{Z}$) و مرکز بار در جهت خاصی مانند محور

کوانتومی، برای نقاط کوانتومی $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ به صورت زیر تعریف می‌شود که در آن V_1 و V_0 ارتفاع سد پتانسیل هستند:

$$V_C^{QD}(r) = \begin{cases} V_0 & r \leq R_1 \\ V_1 & R_1 < r \leq R_2 \\ V_0 & R_2 < r \leq R_3 \\ \infty & otherwise \end{cases} \quad (2)$$

می‌توان لایه‌های سیستم را برای ساختن پادنقاط کوانتومی $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ دوباره به صورت زیر مرتب کرد:

$$V_C^{QAD}(r) = \begin{cases} V_1 & r \leq R_1 \\ V_0 & R_1 < r \leq R_2 \\ V_1 & R_2 < r \leq R_3 \\ \infty & otherwise \end{cases} \quad (3)$$

بعد از اعمال میدان مغناطیسی، هامیلتونی این سیستم‌ها به صورت زیر تغییر می‌کند [37,36]:

$$H = \frac{1}{2m^*} \left(\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 - \frac{ke^2 Z}{\epsilon |\vec{r}|} + V_C(r) \quad (4)$$

که \vec{A} پتانسیل برداری است و می‌توان آن را به صورت $\vec{A} = \frac{1}{2} \vec{B} \times \vec{r}$ نوشت c سرعت نور در خلاء است که با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی در راستای محور z ، هامیلتونین در واحد مؤثر ریذبرگ به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$H = -\nabla^2 + \frac{1}{4} \gamma^2 r^2 \sin^2 \theta + \gamma l_z - \frac{2}{r} + V_C(r) \quad (5)$$

که در آن $\gamma = \frac{a_0^* e B}{\hbar c}$ یک کمیت بدون بعد برای کنترل بزرگی میدان مغناطیسی، $a_0^* = \frac{4\pi\epsilon\hbar^2}{m^* e^2}$ شعاع مؤثر

$$\begin{aligned} & \langle n', l', m' | \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{x} + i\hat{y}) \vec{r} | n, l, m \rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \langle n', l', m' | r \sin\theta e^{+i\varphi} | n, l, m \rangle \end{aligned}$$

قوانین انتخاب برای گذار مجاز هنگامی که تابش اعمال شده دارای قطبش دایروی چپ‌گرد باشد، $\Delta l = \pm 1$ و $\Delta m = +1$ است.

احتمال گذارها

با استفاده از طیف انرژی و توابع موج بهنجار شده هامیلتونی قطری، احتمال گذارها برای گذار از حالت $|i\rangle$ به $|f\rangle$ در تقریب دو قطبی با رابطه زیر داده می‌شود [8]:

$$P_{i \rightarrow f} = E_{if} |M_{if}|^2 \quad (10)$$

که

$$E_{if} = E_f - E_i \quad (11)$$

در ادامه، گذار از حالت اولیه $1s$ به حالت نهایی $2p$ بررسی خواهد شد. حالت نهایی مجاز، به نوع قطبش انتخاب شده برای منبع ساطع کننده نور بستگی دارد. اگر قطبش خطی باشد، گذار مجاز، گذار $1s \rightarrow 2p_0$ است، اگر قطبش دایروی راست‌گرد باشد، گذار مجاز، گذار $1s \rightarrow 2p_{-1}$ است و اگر قطبش دایروی چپ‌گرد باشد، گذار مجاز، گذار $1s \rightarrow 2p_{+1}$ است.

نتایج عددی

در این بخش ابتدا به اندازه‌گیری ترازهای انرژی در حضور میدان مغناطیسی می‌پردازیم و در ادامه با استفاده از فرمول بندی ارائه شده در بخش 2، به محاسبه احتمال گذار خطی، دایروی راست‌گرد و دایروی چپ‌گرد بین ترازهای $1s$ و $2p$ برای دو مدل نقطه کوانتومی کروی $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$ و پادنقطه کوانتومی کروی $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ پرداخته خواهد شد. لازم به ذکر است که نتیجه محاسبات عددی انجام شده و به ازای مقادیر ثابت زیر ارائه شده است.

Z نوسان می‌کند. در این حالت میدان تابش به طور خطی قطبیده است و صفحه قطبش آن موازی با محور دو قطبی است بنابراین عناصر ماتریس انتقال به صورت زیر هستند:

$$\begin{aligned} M_{if}^{LP} &= \langle n', l', m' | \hat{Z} \vec{r} | n, l, m \rangle \\ &= \langle n', l', m' | r \cos\theta | n, l, m \rangle \end{aligned} \quad (7)$$

قوانین انتخاب برای گذار مجاز هنگامی که تابش اعمال شده دارای قطبش خطی باشد، $\Delta l = \pm 1$ و $\Delta m = 0$ است.

2. قطبش دایروی

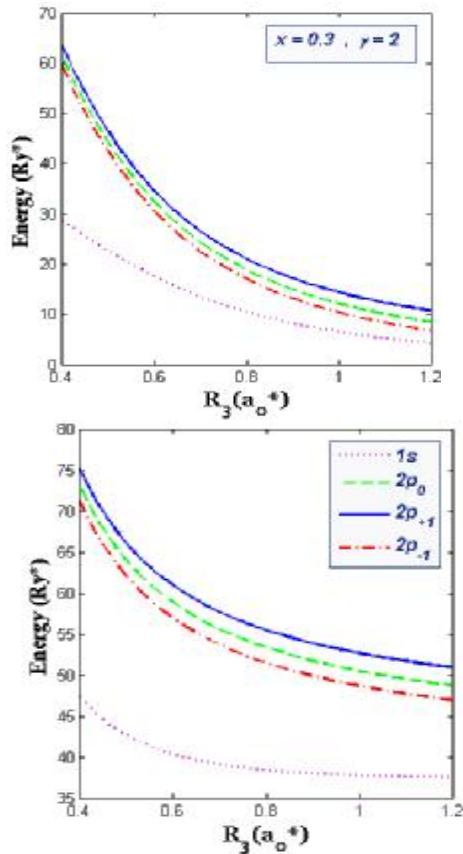
اگر میدان الکتریکی اعمال شده در صفحه xy قطبی شده باشد، می‌توان قطبش دایروی راست‌گرد و قطبش دایروی چپ‌گرد را در نظر گرفت. در این حالت مرکز بار الکتریکی روی یک مسیر دایره‌ای حول محور Z می‌چرخد. در اینجا به جای این که اتم یک دو قطبی نوسان کننده باشد، یک دو قطبی چرخان است. در قطبش دایروی راست‌گرد (چپ‌گرد)، بردار یکه قطبش $\hat{P} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{x} + i\hat{y})$ به آن نگاه می‌کنیم، میدان الکتریکی در جهت عقربه‌های ساعت (خلاف جهت عقربه‌های ساعت) می‌چرخد [39] بنابراین، عناصر ماتریس انتقال قطبش دایروی راست‌گرد به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\begin{aligned} M_{if}^{RCP} &= \\ &= \langle n', l', m' | \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{x} - i\hat{y}) \vec{r} | n, l, m \rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \langle n', l', m' | r \sin\theta e^{-i\varphi} | n, l, m \rangle \end{aligned} \quad (8)$$

قوانین انتخاب برای گذارهای مجاز هنگامی که تابش اعمال شده دارای قطبش دایروی راست‌گرد باشد، $\Delta l = \pm 1$ و $\Delta m = -1$ است و برای برای قطبش دایروی چپ‌گرد به دست داریم:

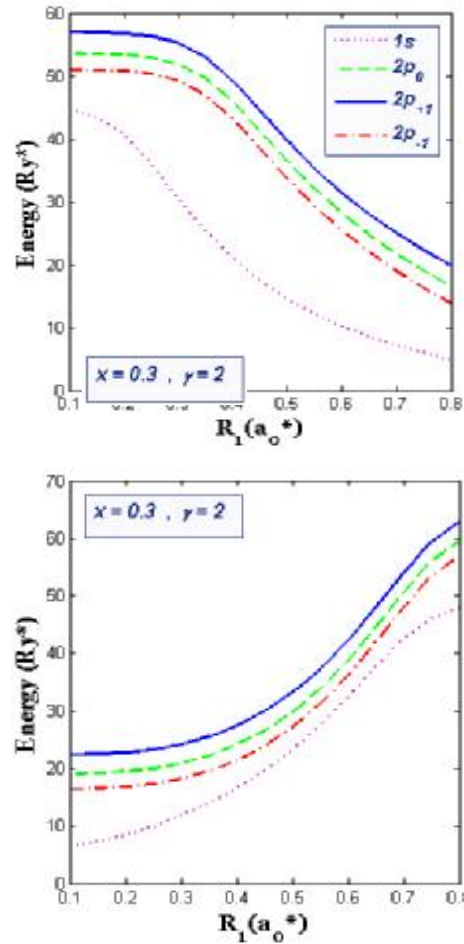
$$M_{if}^{LCP} = \quad (9)$$

که این سیستمها در مقابل تغییرات شعاع هسته رفتار معکوس دارند. سطح انرژی نقطه کوانتومی با افزایش R_1 کاهش می‌یابد. در حالی که ترازهای انرژی پادنقطه کوانتومی با افزایش R_1 ، افزایش می‌یابد. این رفتارها با رابطه بین انرژی و پارامترهای اندازه سیستم مطابقت دارند. (یعنی انرژی متناسب با عرض چاه است) در نقطه کوانتومی افزایش شعاع هسته باعث افزایش عرض چاه پتانسیل می‌شود و به همین علت است که با افزایش شعاع هسته، انرژی در نقطه کوانتومی کاهش می‌یابد. اما در مورد پاد نقطه کوانتومی، کاملاً برعکس است و افزایش شعاع هسته باعث کاهش عرض چاه پتانسیل می‌شود و به همین علت است که با افزایش شعاع هسته، انرژی در پاد نقطه کوانتومی افزایش می‌یابد.



شکل 3. تغییرات انرژی ترازهای $1s$ و $2p$ بر حسب R_3 برای کوانتوم دات (شکل بالا) و کوانتوم آنتی دات (شکل پایین) با $\gamma = 2$ برای $x = 0.3$ و $R_2 = 0.4a_0^*$ ، $R_1 = 0.3a_0^*$

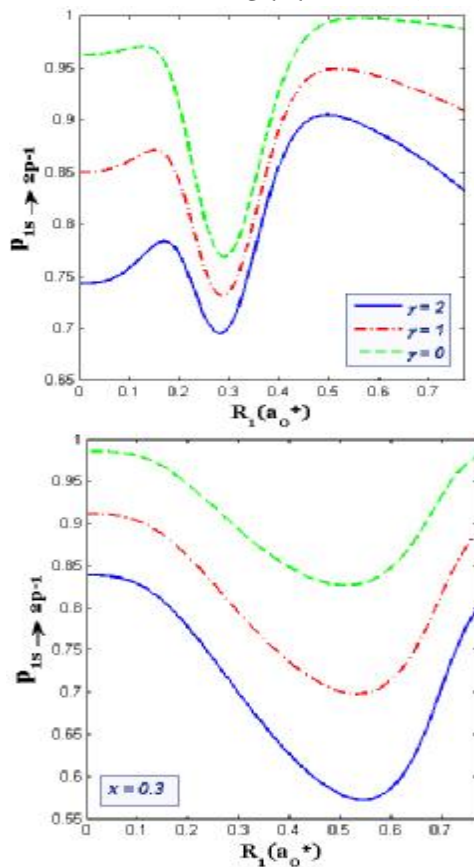
با توجه با اینکه جرم مؤثر الکترون $m^* = 0.067m_0$ است که $m_0 = 9.10936 \times 10^{-31} kg$ است و در نظر گرفتن ثابت دی‌الکتریک $\epsilon = 13.18\epsilon_0$ ، اندازه شعاع مؤثر بور $a_0^* = 10.4 nm$ و مقدار انرژی مؤثر ریدبرگ $Ry^* = 5.2 meV$ شد $V_0 = 0$ و $V_1 = Q_C 1.247x eV$ ، Q_C پارامتر جبران ($Q_C = 0.6$) و $x = 0.3$ غلظت Al است.



شکل 2 تغییرات انرژی ترازهای $1s$ و $2p$ بر حسب R_1 برای کوانتوم دات (شکل بالا) و کوانتوم آنتی دات (شکل پایین) با $\gamma = 2$ برای $x = 0.3$ و $R_3 = 1a_0^*$ ، $R_2 = 0.8a_0^*$

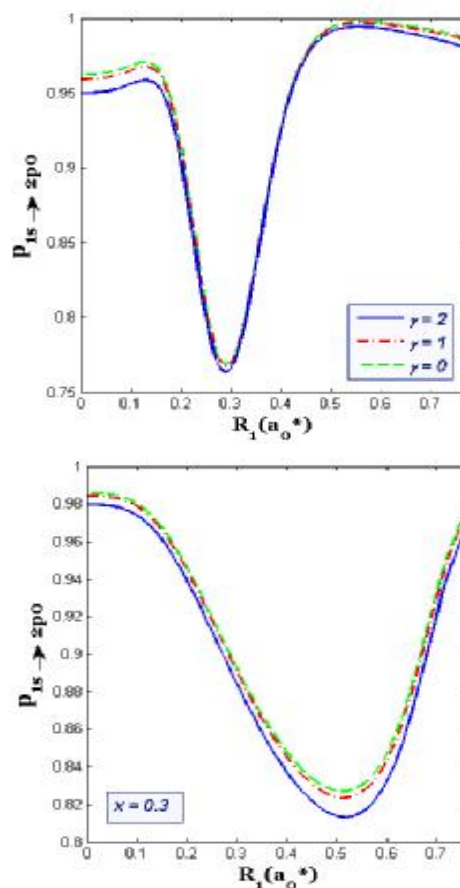
تأثیر شعاع هسته R_1 در انرژی ترازهای $1s$ و $2p$ در $\gamma = 2$ برای نقطه کوانتومی و پادنقطه کوانتومی در شکل (2) ارائه داده شده است. شکل (2) به وضوح نشان می‌دهد

مختلف γ رسم شده است. همان طور که در شکل (4) مشاهده می‌شود، برای هر دو مدل نقطه کوانتومی و پاد نقطه کوانتومی با افزایش میدان مغناطیسی، احتمال گذار $1s \rightarrow 2p_0$ کاهش می‌یابد که این کاهش در مدل پادنقطه کوانتومی بیشتر است. در مورد نقطه کوانتومی، در منحنی احتمال گذار در محدوده $0.28a_0^* < R_1 < 0.4a_0^*$ یک دره وجود دارد و حدود $R_1 = 0.28a_0^*$ ، $P_{1s \rightarrow 2p_0}$ به حداقل مقدار می‌رسد. برای این اندازه هسته، توابع موج اولیه و نهایی در مناطق مختلفی از ساختارهای نانو هستند. بنابراین ماتریس انتقال دو قطبی کوچک است. در مدل پادنقطه کوانتومی حداقل مقدار احتمال گذار در R_1 بزرگ‌تری (در حدود $R_1 = 0.53a_0^*$) اتفاق می‌افتد. علاوه بر این، مینیموم منحنی‌های احتمال گذار پادنقطه کوانتومی، اندازه بیشتری در مقایسه با مینیموم منحنی‌های احتمال گذار نقطه کوانتومی دارند.



شکل 5. احتمال گذار $1s \rightarrow 2p_{-1}$ برحسب R_1 برای کوانتوم دات (شکل بالا) و کوانتوم آنتی دات (شکل پایین) با مقادیر مختلف γ با $R_3 = 1.0a_0^*$ ، $R_2 = 0.8a_0^*$ و $x = 0.3$

وابستگی انرژی‌های $1s$ و $2p$ به شعاع کل R_3 در شکل (3) رسم شده است. با توجه به شکل (3) می‌توان دریافت که با افزایش R_3 ، انرژی هر دو مدل نقطه کوانتومی و پادنقطه کوانتومی کاهش می‌یابد. در مدل نقطه کوانتومی، افزایش R_3 منجر به افزایش عرض چاه پتانسیل می‌شود و بنابراین انرژی‌ها کاهش می‌یابند. در مدل پادنقطه کوانتومی افزایش R_3 ضخامت سد را افزایش می‌دهد، الکترون‌ها به داخل سد تونل‌زنی می‌کنند و انرژی هایشان کاهش می‌یابد.



شکل 4. احتمال گذار $1s \rightarrow 2p_0$ برحسب R_1 برای کوانتوم دات (شکل بالا) و کوانتوم آنتی دات (شکل پایین) با مقادیر مختلف γ با $R_3 = 1.0a_0^*$ ، $R_2 = 0.8a_0^*$ و $x = 0.3$

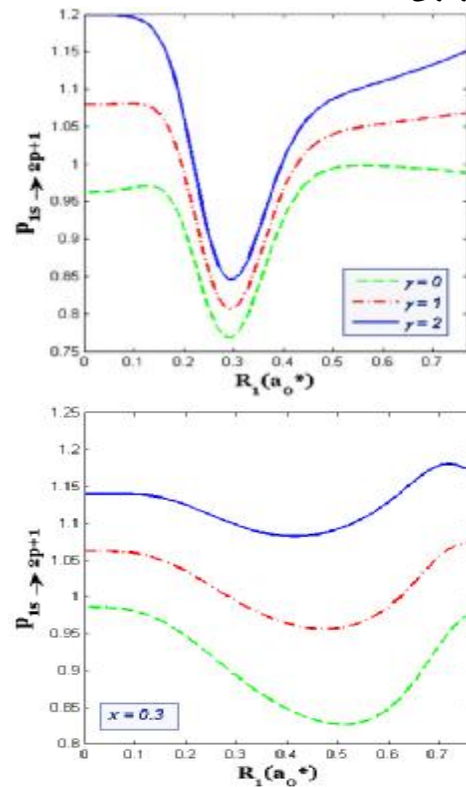
در شکل (4) احتمال گذار $1s \rightarrow 2p_0$ (گذار مجاز خطی LP یا $\Delta m = 0$) بر حسب R_1 ، برای سه مقدار

در شکل (6)، احتمال گذار برای گذار $1s \rightarrow 2p_{+1}$ (گذار مجاز دایروی چپ‌گرد LCP یا $\Delta m = +1$) بر حسب R_1 برای سه مقدار مختلف γ مشخص شده است. همان طور که از منحنی شکل برمی‌آید، برای هر دو مدل، $P_{1s \rightarrow 2p_{+1}}$ به شدت به بزرگی میدان مغناطیسی بستگی دارد و همان طور که در شکل (6) دیده می‌شود، افزایش γ منجر به افزایش احتمال گذار می‌شود. با این حال، منحنی‌های پادنقطه کوانتومی دارای دره پهن‌تری هستند، به عبارت دیگر، نسبت به نقطه کوانتومی نسبت به تغییرات R_1 حساسیت کمتری دارند.

بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله تأثیر حضور میدان مغناطیسی بر انرژی‌های $1s$ و $2p$ نقطه کوانتومی $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ و پاد نقطه کوانتومی $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ بر حسب شعاع هسته (R_1) و شعاع کل (R_3) مورد بررسی و مطالعه قرار گرفت. محاسبات نشان می‌دهد که بر حسب شعاع R_1 تغییرات انرژی در نقطه و پادنقطه کوانتومی عکس یکدیگر رفتار می‌کنند. حال آنکه با افزایش شعاع R_3 تغییرات انرژی در این دو نانو ساختار مشابه هم هستند. همچنین مشخص گردید که احتمال گذار برای $1s \rightarrow 2p_0$ و $1s \rightarrow 2p_{-1}$ با افزایش میدان مغناطیسی کاهش می‌یابد. در صورتی که این احتمال برای $1s \rightarrow 2p_{+1}$ با افزایش میدان مغناطیسی افزایش می‌یابد.

در شکل (5) احتمال گذار برای $1s \rightarrow 2p_{-1}$ (گذار مجاز دایروی راست‌گرد RCP یا $\Delta m = -1$) بر حسب R_1 برای سه مقدار مختلف γ رسم شده است. برای هر دو مدل نقطه کوانتومی و پاد نقطه کوانتومی، همان طور که در شکل (5) نشان داده شده است، احتمال گذار با افزایش γ کاهش می‌یابد. علاوه بر این، مینیموم منحنی‌های احتمال گذار پادنقطه کوانتومی از نقطه کوانتومی برجسته‌تر است؛ به عبارت دیگر، دره منحنی‌های پاد نقطه کوانتومی عمیق‌تر از نقطه کوانتومی است.



شکل 6. احتمال گذار $1s \rightarrow 2p_{+1}$ بر حسب R_1 برای کوانتوم دات (شکل بالا) و کوانتوم آنتی دات (شکل پایین) با مقادیر مختلف γ با $R_3 = 10a_0^*$ و $R_2 = 0.8a_0^*$ و $x = 0.3$

References

[1] Mowbray, D J. & Skolnick, M S. (2005). New physics and devices based on self-assembled semiconductor quantum dots Journal of Physics D: Applied Physics, 38 (13), 2059

[2] Vahdani, M R K. & Rezaei, G. (2010). Intersubband optical absorption coefficients and refractive index changes in a parabolic cylinder quantum dot Physics Letters A, 374 (4), 637-643

[3] Jafari, A R. (2014). Study of oscillator strengths of hydrogenic impurity in an

- inhomogeneous finite and infinite spherical quantum dots *Physica B*, 446, 17-21
- [4] Yilmaz, S. & Şafak, H. (2007). Oscillator strengths for the intersubband transitions in a CdS–SiO₂ quantum dot with hydrogenic impurity *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 36 (1), 40-44
- [5] Yakar, Y., Çakır, B. & Özmen, A. (2018). Dipole and quadrupole polarizabilities and oscillator strengths of spherical quantum dot *Chemical Physics*, 513, 213-220
- [6] Naimi, Y., Vahedi, J. & Soltani, M R. (2015). Effect of position-dependent effective mass on optical properties of spherical nanostructures *Optical and Quantum Electronics*, 47, 2947-2956
- [7] Sadeghi, E. (2009). Impurity binding energy of excited states in spherical quantum dot *Phys E*, 41 (7), 1319-1322
- [8] Naimi, Y. & Jafari, A R. (2012). Oscillator strengths of the intersubband electronic transitions in the multi-layered nano-antidots with hydrogenic impurity *J Comput Electron*, 11:414-420
- [9] Karimi, M J. & Rezaei, G. (2012). Magnetic field effects on the linear and nonlinear optical properties of coaxial cylindrical quantum well wires *J Appl Phys*, 111, 064313
- [10] Jafari, A R. & Naimi, Y. (2013). Linear and nonlinear optical properties of multi-layered spherical nano-systems with donor impurity in the center *J Comput Electron*, 12:36-42
- [11] Davatolhagh, S., Jafari, A.R. & Vahdani, M R K. (2012). Oscillator strengths of the intersubband electronic transitions in the hydrogenic nanoantidots *Superlattices and Microstructures*, 51 (1), 62-72
- [12] Kostic, R. & Stojanovic, D. (2020). Intersubband transitions in spherical quantum dot quantum well nanoparticle *Opt Quant Electron*, 52:285
- [13] Holovatsky, V.A., Voitsekhivska, O M. & Yakhnevych, M Y. (2017). Effect of magnetic field on an electronic structure and intraband quantum transitions in multishell quantum dots *Physica E*, 93:295-300
- [14] Sadeghi, E. (2011). Electric field and impurity effects on optical property of a three-dimensional quantum dot: A combinational potential scheme, *Superlattices and Microstructures*, 50 (4), 331-339
- [15] Bychkov, Yu A. & Rashba, E I. (1984). Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers, *Phys C: Solid State Phys*, 17, 6039
- [16] Raigoza, N., Duque, C A., Reyes-Gómez, E. & Oliveira, L E. (2005). Effects of hydrostatic pressure and applied electric fields on the exciton states in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs quantum wells *Physica B: Condensed Matter*, 367 (1), 267-274
- [17] Yakar, Y., Çakır, B. & Özmen, A. (2021). Magnetic Field Effects on Oscillator Strength, Dipole Polarizability and Refractive Index Changes in Spherical Quantum Dot *Chemical Physics Letters*, 767, 138346
- [18] Dane, C., Akbas, H., Guleroglu, A. & Kasapoglu, S.A.K. (2011). The hydrostatic pressure and electric field effects on the normalized binding energy of hydrogenic impurity in a GaAs/AlAs spherical quantum dot *Phys E*, 44 (1), 186-189
- [19] Baser, P., Elagoz, S. & Kartal, D. (2010). The effects of pressure and barrier height on donor binding energy in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs cylindrical quantum well wires *Phys B*, 405 (16), 3239-3242
- [20] Rezaei, G. & Shojaeian Kish, S. (2013). Linear and nonlinear optical properties of a hydrogenic impurity confined in a two-dimensional quantum dot: Effects of hydrostatic pressure, ex-

- ternal electric and magnetic fields Superlattices Microstructures, 53,99-112
- [21] Xie, W. (2012). Electron Raman scattering of a two-dimensional pseudodot system Phys Lett A, 376 (19), 1657-1660
- [22] Perez-Merchancano, S T., Franco, J., & Silva-Valenci, J. (2008). The effects of pressure and barrier height on donor binding energy in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs cylindrical quantum well wires Microelectron J, 39 (3-4), 383-386
- [23] Liang, S., Xie, W., Li, X. & Shen, H. (2011). Photoionization and binding energy of a donor impurity in a quantum dot under an electric field: Effects of the hydrostatic pressure and temperature Superlattices Microstructures, 49 (6), 623-631
- [24] S M Bilankohi, M Ebrahimzadeh, T Ghaffary. (2015). Study of the properties of Au/Ag core/shell nanoparticles and its application, Indian Journal of Science and Technology 8 (2015) 31-33
- [25] Safarpour, M., Moradi, M. & Barati, M. (2012). Hydrostatic pressure and temperature effects on the electronic energy levels of a spherical quantum dot placed at the center of a nano-wire Superlattices Microstructures, 52 (4), 687-696
- [24] Liang, S. & Xie, W. (2011). Effects of the hydrostatic pressure and temperature on optical properties of a hydrogenic impurity in the disc-shaped quantum dot Phys B, 406 (11), 2224-2230
- [27] Sivakami, A. & Gayathri, V. (2013). Hydrostatic pressure and temperature dependence of dielectric mismatch effect on the impurity binding energy in a spherical quantum dot Superlattices Microstructures, 58 (11), 218-227
- [28] Kasapoglu, E. (2008). The hydrostatic pressure and temperature effects on donor impurities in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs double quantum well under the external fields Phys Lett A, 373 (1), 140-143
- [29] Farkoush, B A., Safarpour, Gh. & Zamani, A. (2013). Linear and nonlinear optical absorption coefficients and refractive index changes of a spherical quantum dot placed at the center of a cylindrical nano-wire: Effects of hydrostatic pressure and temperature Superlattices Microstructures, 59, 66-76
- [30] Erdogan, I., Akankan, O. & Akbas, H. (2013). Simultaneous effects of temperature, hydrostatic pressure and electric field on the self-polarization and electric field polarization in a GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As spherical quantum dot with a donor impurity Superlattices Microstructures, 59, 13-20
- [31] Jahan, K L., Boda, A., Shanka, I V., Raju, Ch N. & Chatterjee, A. (2018). Magnetic field effect on the energy levels of an exciton in a GaAs quantum dot: Application for excitonic lasers Scientific Reports, 8:5073
- [32] Tanhaei, M H. & Rezaei, G. (2016). Hydrogenic impurity, external electric and magnetic fields effects on the nonlinear optical properties of a multi-layer spherical quantum dot Superlattices and Microstructures, 98, 29-36
- [33] Sadeghi, E. & Rezaei, G. (2010). Effect of magnetic field on the impurity binding energy of the excited states in spherical quantum dot Pramana, 75 (4), 749-755
- [34] Akır, B C. Yakar, Y. & Ozmen, A. (2017). Linear and nonlinear absorption coefficients of spherical quantum dot inside external magnetic field Physica B: Condensed Matter, 510, 86-91
- [35] Sakurai, J J. (1967). Advanced quantum Mechanics Reading MA: Addison-wesley
- [36] E B Al, E Kasapoglu, S Sakiroglu, H Sari, I Sokmen, C A Duque. (2020). Binding energies and optical absorption of donor impurities in spherical quantum dot under applied magnetic field, Physica E 119 (2020) 114011

- [37] G V B de Souza, A Bruno-Alfonso. (2015). Finite-difference calculation of donor energy levels in a spherical quantum dot subject to a magnetic field, *Physica E* 66 (2015) 128–132
- [38] Zettili, N. (2007). *Quantum Mechanics Concepts and Applications Vol II* (337-340)
- [39] Boyd, R. (2007). *Nonlinear Optics* (3rd Edition) New York, United State

COPYRIGHTS



© 2022 by the authors Licensee PNU, Tehran, Iran This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution 4 0 International (CC BY4 0) (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0>)