

بررسی خواص نوری گذار مقید به پیوسته درون نواری نقطه کوانتومی مخروطی شکل InAs/GaAs همراه با لایه خیس: تحت اعمال میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی

رقیه پرویزی*، سحر دهقانی، قاسم رضایی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه یاسوج، یاسوج، ایران

دریافت: 1395/11/24 ویرایش نهایی: 1397/02/31 پذیرش: 1397/04/11

چکیده

در این مقاله، اثر میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بر خواص نوری نفاط کوانتومی مخروطی شکل InAs/GaAs همراه با لایه خیس بررسی شده است. ابتدا با استفاده از روش محاسباتی اجزای محدود و بهره‌گیری از تقریب جرم مؤثر معادله شرودینگر برای نقطه کوانتومی مخروطی-شکل همراه با لایه خیس حل شد و توابع پوش ترازهای انرژی حالت پایه، برانگیخته اول و ترازهای لایه خیس به دست آمدند. سپس با استفاده از توابع پوش الکترون دوقطبی‌های گذار محاسبه شدند و وابستگی آنها به میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی مشخص شدند و در نهایت به بررسی خواص نوری پرداخته شد. با اعمال میدان الکتریکی و مغناطیسی در راستای رشد نقطه کوانتومی محدودیت کوانتومی الکترون را می‌توان کنترل کرد. به علت وابستگی دوقطبی‌های گذار به حضور میدان، مقایسه نتایج نشان می‌دهد که با افزایش میدان مغناطیسی پیک‌های ضریب جذب و شکست خطی و غیر خطی بلندتر و به سمت طول‌موج‌های کوتاه‌تر می‌رود. در حالی که با افزایش میدان الکتریکی تغییرات جزئی در جابه‌جایی پیک‌های ضریب جذب و شکست خطی و غیر خطی به سمت طول‌موج‌های بلندتر قابل مشاهده است.

کلیدواژگان: نقطه کوانتومی مخروطی-شکل InAs/GaAs لایه خیس، خواص نوری، دو قطبی گذار

مقدمه

گسسته با افزایش سطح ترازهای انرژی می‌شود. یکی از روش‌های متداول برای ساخت نقاط کوانتومی با فن‌آوری بالا روش خود-انباشته¹ رشد استرانسکی-کراستائف است [11]. در این روش عدم انطباق ثابت شبکه دو نوع ماده InAs و GaAs موجب ایجاد کشش بین دو لایه با جنس‌های مختلف می‌شود. چند لایه ابتدایی InAs یک لایه دوبعدی به نام لایه خیس² ایجاد می‌کنند. اگر لایه‌نشانی ادامه یابد، نشانند InAs در دو بعد خودبه‌خود به صورت سه بعدی و حالت جزیره بر روی زیرلایه GaAs در می‌آید که جزایر

نانو ساختارهای نیم رسانا در چند دهه اخیر توجه ویژه‌ای را به دلیل خواص فیزیکی منحصر به فرد به خود اختصاص داده‌اند. کاربردهای نانو ساختارها در سامانه‌های ماکرو [5-1]، ارتباطی [6 و 5]، پزشکی [8 و 7]، و علوم زیستی [11-9]، امروزه عملاً امکان‌پذیر شده است. در نقاط کوانتومی، که ساختارهای سه بعدی در ابعاد نانومتر هستند، الکترون‌ها و حفره‌ها در سه بعد محدود هستند که این باعث ظهور طیف‌های گسیلی

*نویسنده مسئول: parvizi.r@yu.ac.ir

¹ Self-assembled

² Wetting Layer

تئوری پیشنهاد شده و نتایج تجربی به دست آمده از نقطه کوآنتومی، نقاط کوآنتومی با شکل مخروطی که به لایه خیس خود چسبیده‌اند را مورد بررسی قرار می‌دهیم. این نقاط درون یک ماتریس از جنس GaAs قرار دارند. برای محاسبه ترازهای انرژی حامل‌ها، از معادله تک‌نواری شرودینگر با تقریب جرم مؤثر استفاده می‌شود. در این تقریب، جواب‌ها، ترازهای مجاز انرژی در باند رسانش هستند. گذارهای بین ترازهای انرژی درون نوار طول موج‌هایی در منطقه فرسرخ میانه و دور (بیش از 3 میکرون) تولید می‌کنند. در ساختار مخروطی چسبیده به لایه خیس، حل تحلیلی معادله شرودینگر امکان‌پذیر نیست. بنابراین از روش‌های عددی عناصر محدود استفاده می‌کنیم. با به حساب آوردن میدان مغناطیسی ایستای B جهت‌یافته در راستای z ، و میدان الکتریکی در راستای Z هامیلتونی سیستم در تقریب جرم مؤثر با رابطه زیر داده می‌شود.

$$H = \frac{1}{2m^*} \left[\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A} \right]^2 + V(r) - eFz \quad 1$$

که e و c و F مقادیر بار الکترون و سرعت نور و میدان الکتریکی هستند. \vec{A} پتانسیل برداری بوده و در رابطه $\vec{\nabla} \times \vec{A} = B\hat{k}$ صدق می‌نماید. $V(\vec{r})$ پتانسیل محصورسازی مربوط به ساختار نقطه کوآنتومی InAs/GaAs بوده‌است. حال، معادله ویژه مقداری شرودینگر را در حضور میدان مغناطیسی خارجی و میدان الکتریکی با توجه به تقارن استوانه‌ای در دستگاه مختصات استوانه‌ای به شکل ساده زیر می‌توان نوشت:

به وجود آمده مخروطی شکل در نظر گرفته می‌شود. [12-14]. ساختار ترکیبی نقطه کوآنتومی و لایه خیس و وابستگی خواص الکترونیکی و نوری آنها به قطبش، اندازه و شکل ساختار، آنها را به گزینه‌های بسیار مناسبی جهت استفاده در نسل جدید تجهیزات اپتوالکترونیکی از جمله لیزرها و آشکارسازهای فرسرخ [6-10] معرفی می‌کند. وجود لایه خیس نازک در ساختار، حالت چاه کوآنتومی را فراهم می‌کند، به طوری که منجر به ظهور ترازهای انرژی شبه پیوسته مشهور به حالت لایه خیس¹ می‌شود. بنابراین لایه خیس به عنوان یک کانال از ترازهای گسسته نقطه کوآنتومی (حالت‌های پایه S و برانگیخته P) را به ترازهای شبه پیوسته لایه خیس عمل می‌کند. طیف گسیل شده طی این گذارهای درون نواری گسسته (حالت پایه S) به گسسته (حالت برانگیخته P) و یا گسسته (حالت‌های پایه و برانگیخته S و P) به پیوسته (حالت WL) در ناحیه فرسرخ می‌باشد که این گونه نقاط کوآنتومی را برای به کارگیری در ساخت تقویت کننده‌های لیزری فرسرخ، آشکارسازهای نوری و مدولاتورهای الکترواپتیکی فوق سریع مناسب می‌کند. بنا به ساختار مخروطی شکل نقطه کوآنتومی که نسبت به محور Z متقارن است گذارهای ذکر شده در دو دسته افقی² (در صفحه) و عمودی (در راستای رشد نقطه کوآنتومی) قطیبده می‌شوند [18 و 19]. در این کار، به بررسی خواص نوری گذار قطیبده در راستای رشد نقطه کوآنتومی یا در واقع منظور راستای Z می‌باشد تحت حضور میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی به طور مفصل پرداخته می‌شود.

تئوری

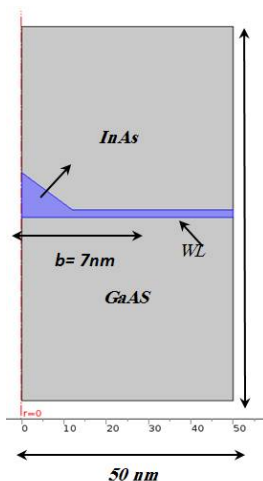
در شرایط مختلف نقاط کوآنتومی با هندسه‌های متنوعی از قبیل مخروط، استوانه، هرم و گنبد رشد می‌کنند. در این کار، برای تطابق هرچه بیشتر مدل

² In plane

¹ WL state

$$M_{ij} = \langle \psi_i | e \hat{z} | \psi_j \rangle, \quad 4$$

با محاسبه عناصر دو قطبی گذار به بررسی خواص نوری می‌پردازیم. در شکل 2 انرژی این سامانه با نمایش گذار S به WL برای قطبش Z همراه با نمایش سه بعدی تابع پوش ترازهای پایه و لایه خیس با ترازهای تبهگن نشان داده شده است. همان‌طور که از این شکل پیداست در راستای قطبش Z فقط گذار از لایه S به WL (گذار از حالت پایه $|1\rangle$ به حالت برانگیخته دوم $|3\rangle$) به دلیل تقارنی که نسبت به محور Z دارند، رخ می‌دهد. حال به بررسی خواص نوری در حضور میدان مغناطیسی و الکتریکی برای این سیستم می‌پردازیم.



شکل 1. نمای دوبعدی از نقطه کوانتومی مخروطی شکل InAs با لایه خیس درون ماتریس GaAs.

$$\left[\begin{array}{l} \left[\frac{-\hbar^2}{2m^*(z)} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right] \\ - \frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\hbar \omega_c}{2} m + \frac{1}{8} m^*(z) \omega_c \rho^2 \\ + V(\rho, z) - eFz \end{array} \right] \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}) \quad 2$$

در مورد نقاط کوانتومی رشد داده شده InAs در ماتریس GaAs، پتانسیل درون چاه $V=0$ و خارج از آن را با احتساب اثر کرنش $V=500 \text{ meV}$ در نظر می‌گیریم. جرم مؤثر الکترون در InAs و GaAs به ترتیب $0.04m_e$ و $0.0665m_e$ می‌باشد [19]. در معادله شرودینگر تک نواری با جرم مؤثر، مشتقات توابع موج در مرز مشترک ماده فعال و ماتریس ناپیوسته هستند. علت این گسستگی جرم مؤثر متفاوت الکترون در دو طرف مرز است. برای مرزهای بالا و پایین شرط $\psi=0$ برای مرزهای مشترک InAs و GaAs شرط $\hat{n} \cdot (\nabla \psi / m_{InAs}^*) = \hat{n} \cdot (\nabla \psi / m_{GaAs}^*)$ و برای سایر مرزها شرط $(\hat{n} \cdot \nabla \psi = 0)$ اعمال می‌شود [20].

با حل معادله شرودینگر ویژه مقادیر انرژی و توابع پوش را به دست می‌آوریم. شکل 1 نمای دو بعدی یک نقطه کوانتومی مخروطی-شکل را که در این مقاله مورد مطالعه قرار داده‌ایم را نشان می‌دهد. بعد از حل معادله شرودینگر و به دست آوردن تابع پوش ماتریس دو قطبی‌های گذار (احتمال گذار از حالت اولیه i به حالت نهایی j) را محاسبه می‌کنیم. بر اساس روابطی که در قسمت بعد به طور مفصل به آن پرداخته می‌شود، دو قطبی‌های گذار مهم‌ترین نقش را در خواص نوری خطی و غیر خطی دارد که در اینجا عبارت است از:

ضریب شکست محیط طبق رابطه زیر به χ^{eff} مرتبط می‌شود.

$$n^2 = 1 + \chi^{eff} \quad 8$$

با توجه به تعریف ضریب شکست خطی وابستگی تغییرات ضرایب شکست و جذب به پذیرفتاری مؤثر ماده عبارت است از

$$\Delta n(\omega) = \text{Re}\left(\frac{\chi^{eff}}{2n_r}\right) \quad 9$$

$$\alpha(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_r}} \text{Im}(\chi^{eff}) \quad 10$$

همان‌طور که مشاهده می‌شود، تغییرات ضرایب شکست و جذب به ترتیب با محاسبه قسمت حقیقی و موهومی پذیرفتاری مؤثر به دست می‌آیند.

و ضریب جذب خطی و غیر خطی به ترتیب در معادلات 11 و 12 آورده شده است [21]:

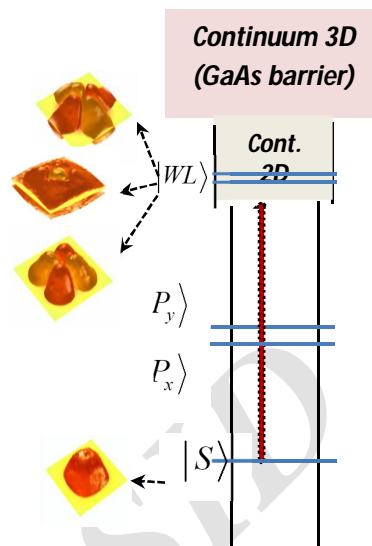
$$\alpha^{(1)}(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_r}} \frac{|M_{13}|^2 N \hbar \gamma_{13}}{(E_{31} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\gamma_{13})^2} \quad 11$$

12

$$\alpha^{(3)}(\omega, I) = -\omega \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_r}} \left(\frac{I}{2\epsilon_0 n_r c} \right) \frac{|M_{13}|^2 N \hbar \gamma_{13}}{[(E_{31} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\gamma_{13})^2]^2} \times \left[\frac{4|M_{13}|^2 - (M_{33} - M_{11})^2 (3E_{31}^2 - 4\hbar\omega E_{31} + \hbar^2(\omega^2 - \gamma_{13}^2))}{E_{31}^2 + (\hbar\gamma_{13})^2} \right]$$

با معادلات 11 و 12 ضریب جذب اپتیکی با رابطه زیر داده می‌شود.

$$\alpha(\omega, I) = \alpha^{(1)}(\omega) + \alpha^{(3)}(\omega, I) \quad 13$$



شکل 2. نمایی دوبعدی از گذار S به WL برای قطبش Z همراه با نمایش سه بعدی تابع پوش ترازهای پایه و لایه خیس همراه با ترازهای تبهگن.

با فرض اینکه یک میدان الکتریکی قطبیده در راستای Z منتشر شود، معادلات ضرایب اپتیکی خطی و غیر خطی به شکل زیر داده می‌شوند:

با فرض اینکه یک میدان الکتریکی قطبیده در راستای Z منتشر شود، معادلات ضرایب اپتیکی خطی و غیر خطی به شکل زیر داده می‌شوند:

5

$$\vec{E}(z, t) = (\tilde{E}_0(\omega)e^{i(kz - \omega t)} + \tilde{E}_0^*(\omega)e^{-i(kz - \omega t)})\hat{k}$$

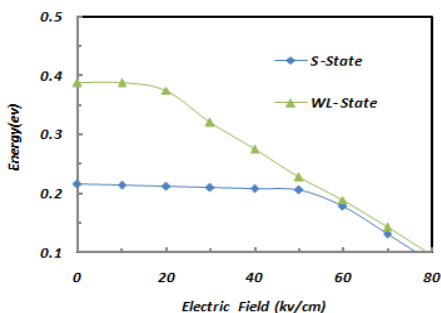
قطبش کل ماده با رابطه زیر توصیف می‌شود:

$$P^{tot} = \epsilon_0 \chi_\omega^{(1)} E(\omega) + \epsilon_0 \chi_\omega^{(2)} |E(\omega)|^2 + \epsilon_0 \chi_\omega^{(3)} |E(\omega)|^2 E(\omega) = \epsilon_0 \chi^{eff} E(\omega) \quad 6$$

χ^{eff} پذیرفتاری مؤثر ماده است که عبارتست از

$$\chi^{eff} = \chi_\omega^{(1)} + \chi_\omega^{(2)} E(\omega) + \chi_\omega^{(3)} |E(\omega)|^2 \quad 7$$

شکل 3 ویژه‌مقادیر حالت پایه و دومین حالت برانگیخته به‌ازای تغییرات میدان الکتریکی را نشان می‌دهد. با توجه به‌شکل با افزایش میدان الکتریکی خطوط تابع پوش به‌سمت لایه خیس گسترش می‌یابد به‌این دلیل که با افزایش میدان الکتریکی محدودیت کوآنتومی وارد بر حامل‌های بار را کاهش می‌دهد. این گونه به‌نظر می‌رسد که نقطه کوآنتومی رفتاری شبیه به چاه کوآنتومی پیدا می‌کند. شکل 4 ویژه‌مقادیر حالت پایه و دومین حالت برانگیخته در حضور میدان مغناطیسی را نشان می‌دهد. مطابق شکل با افزایش میدان مغناطیسی محدودیت و ویژه‌مقادیر انرژی افزایش یافته است.



شکل 3. انرژی حالت پایه و دومین حالت برانگیخته به‌ازای تغییرات میدان الکتریکی

آنچه که از هر دو شکل 3 و 5 پیداست تراز انرژی مربوط به حالت پایه به‌طور کلی تغییرات بسیار ناچیزی نسبت به حضور میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی نمایش می‌دهد. این بدان علت است که تابع موج این حالت قویاً در ناحیه نقطه کوآنتومی جایگزیده می‌باشد. تابع موج لایه خیس که حالتی با انعطاف بیشتری است نسبت به اعمال میدان الکتریکی که در راستای Z اعمال شده است، ابتدا تغییر محسوسی ندارد ولی پس از حضور میدان 30kv/cm شروع به یک کاهش با شیب یکنواخت می‌کند. در واقع در این مرحله، با کاهش

ضریب شکست خطی و غیر خطی به‌ترتیب در معادلات 14 و 15 آورده شده است [21]:

$$\frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} = \frac{\sigma_v |M_{13}|^2}{2n_r^2 \epsilon_0} \frac{E_{31} - \hbar\omega}{(E_{31} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\gamma_{13})^2} \quad 14$$

$$\frac{\Delta n^{(3)}(\omega, I)}{n_r} = -\frac{\sigma_v |M_{13}|^2}{4n_r^3 \epsilon_0} \frac{\mu c I}{[(E_{31} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\gamma_{13})^2]^2} \left[4(E_{31} - \hbar\omega) |M_{13}|^2 - \frac{(M_{33} - M_{11})^2}{E_{13}^2 + (\hbar\gamma_{13})^2} \right] \{ (E_{31} - \hbar\omega) [E_{31}(E_{31} - \hbar\omega) - (\hbar\gamma_{13})^2] - (\hbar\gamma_{13})^2 [2E_{31} - \hbar\omega] \} \quad 15$$

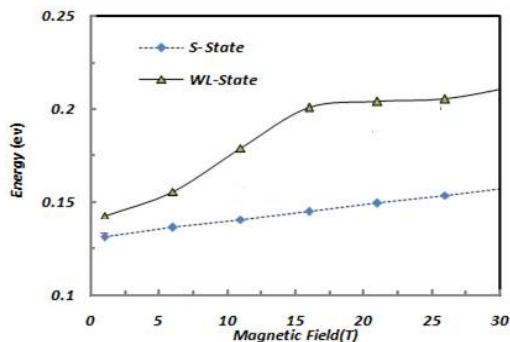
بنابراین، تغییرات کلی ضریب شکست به‌شکل زیر داده می‌شود:

$$\frac{\Delta n(\omega, I)}{n_r} = \frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} + \frac{\Delta n^{(3)}(\omega, I)}{n_r} \quad 16$$

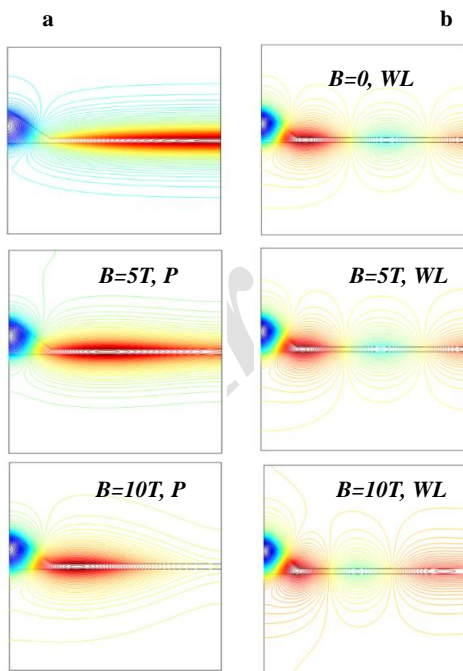
بحث و نتایج

نقطه کوآنتومی مدل شده در این مقاله به‌صورت نقطه کوآنتوم‌های جفت نشده و مخروطی شکل به‌روش خود انباشتگی InAs/GaAs مورد بررسی قرار گرفته‌اند. ابتدا بدون اعمال میدان مغناطیسی و تنها تحت تأثیر حضور میدان الکتریکی ساختار معرفی شده را بررسی می‌کنیم. سپس اثر میدان الکتریکی را حذف کرده و میدان مغناطیسی را اعمال می‌کنیم. نقطه کوآنتومی مورد بررسی دارای مشخصات هندسی به این شرح بوده است: شعاع سطح مقطع و ارتفاع نقطه کوآنتومی مخروطی شکل 7nm و 6nm، به‌ترتیب و ضخامت لایه خیس 1.5nm در کل محاسبات لحاظ شده است.

فشرده شده و از لایه خیس به سمت نقطه کوآتومی کشیده می‌شود. پس از آن سامانه تعریف شده، تغییر خاصی پیدا نمی‌کند، همانند اینکه به حالت اشباع رسیده باشد.

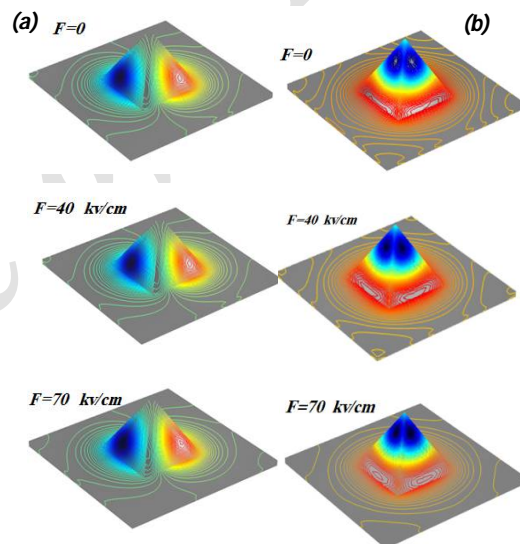


شکل 5. انرژی حالت پایه و دومین حالت برانگیخته بر اساس تغییرات میدان مغناطیسی.



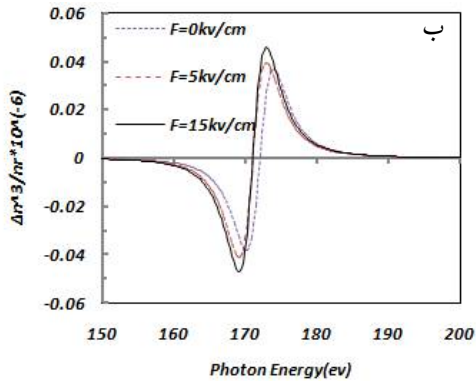
شکل 6. نمای دوبعدی از تابع پوش الکترون در حالت برانگیخته (ستون a)، در حالت برانگیخته دوم (ستون b)، به ازای میدان‌های مغناطیسی مختلف.

محدودیت ایجاد شده با حضور میدان الکتریکی، این گونه به نظر می‌رسد که نقطه کوآتومی رفتاری شبیه به چاه کوآتومی پیدا می‌کند. برای نمایش هر چه بهتر این تغییرات تحت میدان الکتریکی از توابع موج در ساختار سه بعدی با کمک دستوره‌های سطح و کتور¹ استفاده شده است. با کمک تعداد خطوط نشان داده شده ضعیف شدن و خارج شدن تابع موج در معرض میدان الکتریکی در حالت لایه خیس از نقطه کوآتومی و حتی از ناحیه لایه خیس مشاهده می‌شود (شکل 4)



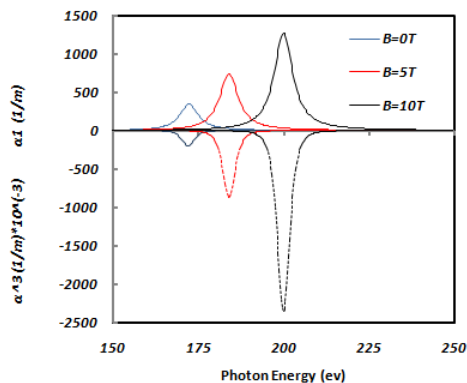
شکل 4. نمای دوبعدی از تابع پوش الکترون در حالت برانگیخته (ستون a) و حالت برانگیخته دوم (ستون b)، به ازای میدان‌های الکتریکی متفاوت.

همان‌طور که ذکر شد سطح انرژی تراز حالت پایه تحت تأثیر حضور عوامل خارجی تغییرات محسوسی نشان نمی‌دهد. همچنانکه در شکل 5 نیز نشان داده شده است. بنا به نمودارهای توابع موج نشان داده شده تحت میدان‌های مغناطیسی مختلف، تابع پوش با افزایش میدان مغناطیسی تا یک مقدار مشخصی (اینجا 15T)



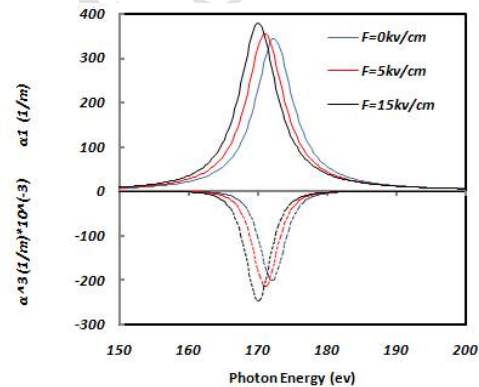
شکل 8. تغییرات ضریب شکست خطی الف: تغییرات ضریب شکست غیر خطی، ب: به صورت تابعی از انرژی فوتون فرودی به ازای مقادیر مختلف میدان الکتریکی.

شکل 9 و 10 تغییرات ضریب جذب و شکست خطی و غیرخطی در حضور میدان مغناطیسی برحسب انرژی فوتون فرودی را نشان می‌دهد. مطابق شکل‌های 9 و 10 افزایش میدان مغناطیسی، پیک‌های این ضرایب نوری را افزایش داده و به سمت انرژی‌های بیشتر کشیده می‌شوند. این بدان علت است که افزایش میدان مغناطیسی محدودیت را افزایش می‌دهد و منجر به تغییر در هم‌پوشانی می‌شود.

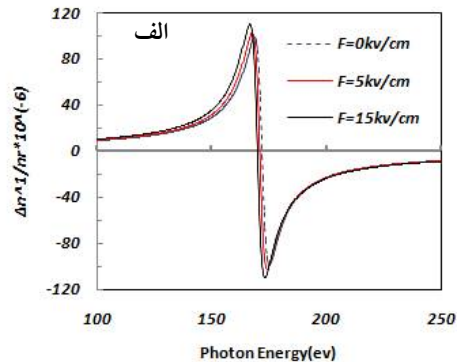


شکل 9. تغییرات ضریب جذب خطی و غیر خطی به صورت تابعی از انرژی فوتون فرودی به ازای مقادیر مختلف میدان مغناطیسی.

شکل‌های 7 و 8 تغییرات ضریب جذب و ضریب شکست خطی و غیرخطی در حضور میدان الکتریکی به صورت تابعی از انرژی فوتون فرودی را نشان می‌دهد. مطابق این شکل‌ها با افزایش میدان الکتریکی، قله‌های این ضرایب نوری افزایش یافته و به سمت انرژی‌های کمتر کشیده می‌شوند. این بدان علت است که افزایش میدان الکتریکی محدودیت را کاهش می‌دهد و مطابق آنچه در نتایج ویژه‌مقادیر انرژی و توابع موج (شکل‌های 4 و 5) ذکر شد این تغییر منجر به افزایش هم‌پوشانی و احتمال گذار می‌شود.



شکل 7. تغییرات ضریب جذب خطی و غیر خطی به صورت تابعی از انرژی فوتون فرودی به ازای مقادیر مختلف میدان‌های الکتریکی.



مرجع‌ها

[1] H. Taleb, K. Abedi, S. Golmohammadi, Operation of quantum-dot semiconductor optical amplifiers under nonuniform current injection, *Applied Optics* **50** (2011) 608-617.

[2] K. Sun, M. Vasudev, H.-S. Jung, J. Yang, A. Kar, Y. Li, *et al.*, Applications of colloidal quantum dots, *Microelectronics Journal* **40** (2009) 644-649.

[3] E. Rafailov, M. Cataluna, W. Sibbett, "Mode-locked quantum-dot lasers," *Nature Photonics* **1** (2007) 395-401.

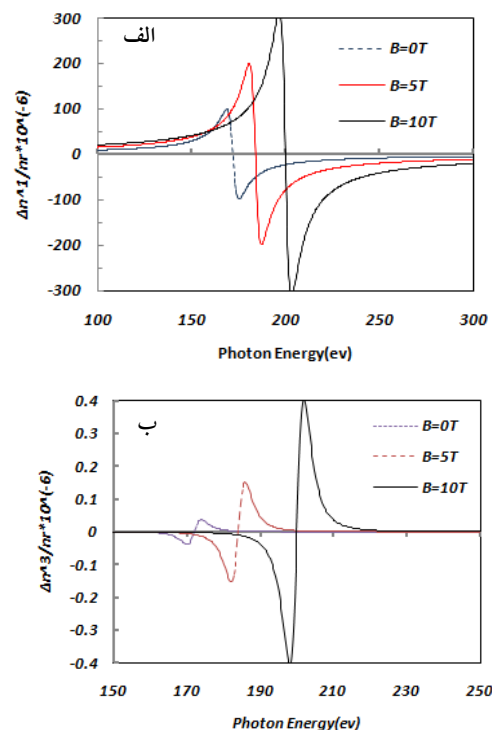
[4] E. Rafailov, P. Loza-Alvarez, W. Sibbett, G. Sokolovskii, D. Livshits, A. Zhukov, *et al.*, Amplification of femtosecond pulses over by 18 dB in a quantum-dot semiconductor optical amplifier, *IEEE Photonics Technology Letters* **15** (2003) 1023-1025.

[5] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. Schoenfeld, P. Petroff, L. Zhang, *et al.*, A quantum dot single-photon turnstile device, *Science* **290** (2000) 2282-2285.

[6] T. Akiyama, H. Kuwatsuka, T. Simoyama, Y. Nakata, K. Mukai, M. Sugawara, *et al.*, Nonlinear gain dynamics in quantum-dot optical amplifiers and its application to optical communication devices, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **37** (2001) 1059-1065.

[7] E.B. Voura, J.K. Jaiswal, H. Mattoussi, S.M. Simon, Tracking metastatic tumor cell extravasation with quantum dot nanocrystals and fluorescence emission-scanning microscopy, *Nature Medicine* **10** (2004) 993-998.

[8] I.L. Medintz, H.T. Uyeda, E.R. Goldman, H. Mattoussi, Quantum dot bioconjugates for imaging, labelling and



شکل 10. تغییرات ضریب شکست خطی الف: تغییرات ضریب شکست غیر خطی به صورت تابعی از انرژی فوتون فرودی به ازای مقادیر مختلف میدان مغناطیسی.

نتیجه گیری

در این کار در ابتدا اثر میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را به طور جداگانه در نقطه کوانتومی مخروطی-شکل InAs/GaAs چسپیده به لایه خیس بر توابع موج و گذارهای انرژی و خواص نوری را بررسی کردیم. نتیجه گرفتیم که اعمال میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی سبب کنترل محدودیت کوانتومی سامانه شده به گونه‌ای که با افزایش میدان الکتریکی و مغناطیسی موجب افزایش پیک‌های ضرایب نوری می‌شود. از مقایسه نتایج چنین برمی‌آید که اثر حضور میدان مغناطیسی محسوس‌تر از اعمال میدان الکتریکی در سامانه نقطه کوانتومی مشابه می‌باشد. همچنین سامانه تا حد آستانه مشخص 40kv/cm و 15T از میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی به ترتیب، قادر به پاسخ منطقی بود.

- levels in non-radiative recombination,” *Physica B: Condensed Matter* **382**, 320 (2006).
- [17] J. H. Marsh, D. Bhattacharyya, A. Saher Helmy, E. A. Avrutin, and A. C. Bryce. “Engineering quantum-dot lasers,” *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **8**, 154 (2000).
- [18] M. Sabaeian and M. Shahzadeh, Investigation of in-plane- and z-polarized intersubband transitions in pyramid-shaped InAs/GaAs quantum dots coupled to wetting layer: size and shape matter. *Journal of Applied Physics* **116** (2014), 043102.
- [19] R. Parvizi, "Investigation on the polarized bound-to-continuum intersubband transitions in the mid-infrared region for InAs quantum dots." *Physica B: Condensed Matter* **466** (2015): 68-75.
- [20] م. صبایان، س. آ. حسینی، م. شاهزاده، ا. کاظمی نژاد، بررسی اثر اندازه بر خواص گسیلندگی لیزرهای نقطه‌ای کوانتومی مخروطی شکل InAs/GaAs. پژوهش سیستم‌های بس‌ذره‌ای، **8** 4 (1393) 55-67.
- [20] M. Sabaeian, S.A. Hoseini, M. Shahzadeh, I. Kazeminezhad, Investigation of size effect on the emission properties of InAs/GaAs conical-shaped quantum dot lasers, *Journal of Research on Many-body Systems* **4** 8(2015) 55-67.
- [21] M. Sabaeian, A. Khaledi-Nasab, Sizedependent intersubband optical properties of dome-shaped InAs/GaAs quantum dots with wetting layer, *Applied Optics* **51** (2012) 4176-4185.
- sensing, *Nature Materials* **4** (2005) 435-446.
- [9] W.C. Chan, S. Nie, Quantum dot bioconjugates for ultrasensitive nonisotopic detection, *Science* **281** (1998) 2016-2018.
- [10] I.L. Medintz, H. Mattoussi, Quantum dotbased resonance energy transfer and its growing application in biology, *Physical Chemistry Chemical Physics* **11** (2009) 17-45.
- [11] J.K. Jaiswal, H. Mattoussi, J.M. Mauro, S.M. Simon, Long-term multiple color imaging of live cells using quantum dot bioconjugates, *Nature Biotechnology* **21** (2003) 47-51.
- [12] A. Baskaran, P. Smereka, Mechanisms of Stranski-Krastanov growth, *Journal of Applied Physics* **111**, 044321 (2012).
- [13] M. Sabaeian, M. Shahzadeh. Self-assembled strained pyramid-shaped InAs/GaAs quantum dots: The effects of wetting layer thickness on discrete and quasi-continuum levels, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **61**, (2014) 62.
- [14] D.R. Matthews, H.D. Summers, P.M. Snowton, & M. Hopkinson, Experimental investigation of the effect of wetting-layer states on the gain-current characteristic of quantum-dot lasers. *Applied physics letters*, **81**, (2002) 4904-4906.
- [15] Sargent, E. H. (2012). “Colloidal quantum dot solar cells,” *Nature Photonics*, **6** (3), 133-135.
- [16] A. Luque, A. Martí, E. Antolín, and C. Tablero, “Intermediate bands versus