

## بررسی اثر اندازه بر خواص گسیلندگی لیزرهای نقطه کوانتومی

### مخروطی-شکل InGaAs/GaAs

محمد صبائیان\*، سید آزادی حسینی، محمدرضا شاهزاده، ایرج کاظمی نژاد

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، ایران

#### چکیده

در این مقاله، اثر اندازه بر خواص گسیلی لیزرهای نقطه کوانتومی مخروطی-شکل InAs/GaAs با لایه خیس بررسی شد. ابتدا با استفاده از روش محاسباتی اجزای محدود و بهره‌گیری از تقریب جرم مؤثر، معادله شرودینگر برای دو دسته نقطه کوانتومی مخروطی-شکل با لایه خیس حل شد و توابع پوش و ترازهای انرژی حالت پایه، برانگیخته اول و تراز لایه خیس به دست آمدند. سپس با استفاده از تابع پوش الکترون، دوقطبی‌های گذار و زمان گذار خودبه‌خودی محاسبه شدند و وابستگی آن‌ها به اندازه مشخص شدند. در نهایت با حل معادلات آهنگ لیزر، ویژه لیزرهای نیم‌رسانا، به بررسی و محاسبه توان خروجی پرداختیم. نتایج نشان می‌دهند که با افزایش اندازه نقاط، مقادیر ویژه انرژی الکترون کاهش می‌یابند. همچنین افزایش ابعاد، زمان گذار خودبه‌خودی را نیز کاهش می‌دهد. نهایتاً با افزایش ابعاد نقطه، توان خروجی لیزر افزایش می‌یابد. به علت وابستگی فرکانس گذار به اندازه نقطه کوانتومی، فرکانس گسیل نیز تابع اندازه نقطه کوانتومی است.

**کلیدواژگان:** نقطه کوانتومی InAs/GaAs، لیزرهای نقطه کوانتومی، لایه خیس، دوقطبی گذار، زمان گذار

۱۹۸۰ شروع شد. امروزه با استفاده از روش‌های رشد جدید می‌توان همه خصوصیات نقاط کوانتومی را از قبیل اندازه، شکل، ترکیب، میزان ناخالصی و سایر ویژگی‌ها کنترل کرد. با توجه به اینکه بازده نانو مواد نسبت به مواد حجمی نسبتاً زیادتر است، در سلول‌های خورشیدی نیز کاربردهای فراوانی از این مواد گزارش شده است [۱۴-۱۲]. بهبود در عملکرد این سامانه‌ها نسبت به مواد حجمی - که بارزترین آنها عدم وابستگی جریان آستانه لیزری شدن به دما و بهره بالا آن‌ها است - در لیزرهای نقطه کوانتومی مشاهده شده است [۱۶، ۱۵]. از دیگر کاربردهای نقاط کوانتومی در حیطه فن‌آوری‌های بالا، امکان

#### مقدمه

نانوساختارهای نیم‌رسانا در چند دهه اخیر توجه ویژه‌ای را به دلیل خواص فیزیکی منحصر به فرد به خود اختصاص داده‌اند. کاربردهای نانوساختارها در سامانه‌های ماکرو و اپتوالکترونیک [۴-۱]، ارتباطی [۵، ۶]، پزشکی [۷، ۸] و علوم زیستی [۱۱-۹] 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 افزایش سطح ترازهای انرژی و ظهور طیف‌های گسیلی گسسته می‌شود. پژوهش‌های اولیه بر روی این مواد در اوایل سال

\*نویسنده مسئول: sabaieian@scu.ac.ir

الکترونیکی و نوری منحصر به فردی از خود نشان می‌دهد که در ساختارهای جامدی محصور شده در یک بعد، مانند چاه‌های کوآنتومی و یا محصور شده در دو بعد مانند سیم‌های کوآنتومی، یافت نمی‌شود [۲۷، ۲۶، ۱۷]. نقاط کوآنتومی در اصل ساختارهای نامتجانس بلوری از موادی متعلق به گروه‌های II-VI یا III-V و از نظر فیزیکی، ذراتی با ابعادی کوچکتر از شعاع بوهر اکسیتون هستند. خواص فیزیکی نقاط کوآنتومی به وسیله کنترل اندازه فیزیکی آنها قابل تنظیم می‌باشد. به علت اثر محدودیت کوآنتومی، خواص فیزیکی نقطه کوآنتومی به شدت به اندازه بلور وابسته است [۲۸، ۲۷]. با توجه به اندازه نقطه کوآنتومی، می‌توان طول موج تابشی و در واقع رنگ دلخواه حاصل از آن را تنظیم نمود، به گونه‌ای که نقاط کوآنتومی کوچکتر نور آبی تولید می‌کنند و نقاط کوآنتومی بزرگتر، از همان جنس، نور قرمز تولید خواهند نمود [۳۰، ۲۹].

یکی از روش‌های با فن‌آوری بالا که امکان رشد ابرشبکه‌های نقطه کوآنتومی را می‌دهد، روش رشد استرانسکی-کراستائف است [۲۳، ۱۱]. روش استرانسکی-کراستائف یک روش رشد خود-سامان‌ده<sup>۱</sup> نابرآرا<sup>۲</sup> در حین برآرایی پرتو مولکولی (MBE) است [۳۲، ۳۱]. در این روش، پس از آنکه چند لایه اتمی بر روی یک زیرلایه با ثابت شبکه اندکی متفاوت قرار گرفتند، نیروی ناشی از کرنشی (که از عدم تطبیق شبکه ماده فعال و زیرلایه پدیدار می‌شود) باعث رشد جزیره‌های کوچکی می‌شود. قسمتی از ماده فعال که به جزیره تبدیل نمی‌شود، به لایه مرطوب معروف است. رشد نقاط کوآنتومی وقتی ابعاد لایه مرطوب در محدوده ۳ تا ۴ نانومتر باشد، اتفاق می‌افتد [۳۴، ۳۳]. روش

تولید پالس‌های فمتوثانیه‌ای در محدوده وسیعی از طول‌موج هاست [۴].

در ساختارهای صفر بعدی (نقاط کوآنتومی به این نام نیز مشهور هستند)، حامل‌های بار در محدوده کوچکی از فضا توسط پتانسیل‌های محدودکننده، به دام می‌افتند. در ساختارهای نامتجانس، این پتانسیل به‌خاطر تغییر جنس ماده و در نتیجه تغییر گاف نواری ایجاد می‌شود. چنانچه پتانسیل محدودیت در محدوده بسیار کوچکی در فضا رخ دهد، باعث کوانتیزه شدن ترازهای انرژی الکترونیکی می‌شود؛ چرا که ترازهای گسسته زمانی به وجود می‌آیند که محدودیت حامل‌ها، باعث تشکیل سطوح انرژی شبه-اتمی شود [۱۷، ۱۸].

برای رشد نقطه‌های کوآنتومی از روش‌های متعددی نظیر تعلیق کلئیدی ذرات نیم‌رسانا، لیتوگرافی نیم‌رسانا با پرتو الکترونی و حبس بلورک‌های نیم‌رسانا در زمینه‌های شیشه‌ای استفاده می‌شود. اشکال مختلف نیم‌رساناهای نقطه کوآنتومی، تابع روش رشد و شرایط محیطی هستند. به عنوان نمونه، نقطه‌های کوآنتومی که از روش‌هایی مانند سل-ژل یا آلایش ایجاد می‌شوند، اغلب در شکل‌هایی مانند کره [۲۰، ۱۹]، بیضی‌گون [۲۲، ۲۱] و یا عدسی-شکل [۲۳] ظاهر می‌شوند. با توجه به وابستگی شدید خواص یک نقطه کوآنتومی به شکل و هندسه آن، مطالعات و پژوهش‌های زیادی در این زمینه صورت گرفته است [۲۵، ۲۴].

یک الکترون وقتی در سه بعد با ابعادی قابل مقایسه یا کوچکتر از طول موج دو بروی خود محدود می‌شود، ترازهای انرژی گسسته‌ای خواهد داشت. در نتیجه این گسسته‌سازی، چگالی انرژی شکل تابع دلتا-گونه به خود می‌گیرد و ساختار خواص

<sup>2</sup> Heter- Epitaxial

<sup>1</sup> Self-Organized

## تئوری

همان‌طور که گفته شد، در شرایط مختلف نقاط کوآنتومی با هندسه‌های متنوعی از قبیل مخروط، استوانه، هرم، و گنبد رشد می‌کنند. در این مقاله، ما نقاط کوآنتومی مخروطی شکل InAs که به لایه خیس خود چسبیده‌اند را مورد بررسی قرار می‌دهیم. علت این انتخاب، بررسی‌های نسبتاً کمی است که در این زمینه شده است. 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 زیر باندها، طول‌موج‌هایی در منطقه مادون قرمز میانه و دور تولید می‌کنند. در ساختار مخروطی چسبیده به لایه مرطوب، حل تحلیلی معادله شرودینگر امکان‌پذیر نیست. بنابراین از روش‌های عددی عناصر محدود استفاده می‌کنیم. در تقریب جرم مؤثر، معادله شرودینگر به صورت زیر داده می‌شود [۲۶]:

$$-\frac{\hbar^2}{8\pi} \nabla \cdot \left[ \frac{1}{m^*} \nabla \psi(\vec{r}) \right] + V(\vec{r})\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad 1$$

که در آن  $\hbar$  ثابت پلانک،  $m^*$  جرم مؤثر الکترون،  $\psi(r)$  تابع پوش،  $V(r)$  انرژی پتانسیل محدودیت و  $E$  مقدار ویژه انرژی است. در مورد نقاط کوآنتومی رشد داده شده InAs در ماتریس GaAs، پتانسیل درون چاه  $V=0$  و خارج از آن را  $V=0.697\text{eV}$  در نظر می‌گیریم [۲۶]. جرم مؤثر الکترون در InAs و GaAs به ترتیب 0.023 و 0.069 برابر جرم الکترون آزاد است [۲۶].

در معادله شرودینگر تک‌نواری با جرم مؤثر، مشتقات توابع موج در مرز مشترک ماده فعال و

استرانسکی-کریستال، نقاط کوآنتومی را با یک توزیع در اندازه رشد می‌دهد. ظاهراً قسمتی از انرژی کرنشی درون ساختار به صورت خشی نشده باقی می‌ماند که می‌تواند ویژه‌مقادیر انرژی، توابع موج و در نتیجه کل ویژگی‌های اپتیکی نقاط کوآنتومی را تحت تأثیر قرار دهد [۳۵، ۳۶]. در ساختارهایی مانند InAs/GaAs کرنش را می‌توان با لایه‌های خشی‌ساز از بین برد [۳۷، ۳۸]. اثرات کرنش توسط ژایو<sup>۳</sup> و همکاران [۳۹] در چاه‌های کوآنتومی InGaN/AlGaIn خشی شده است. تنسور<sup>۴</sup> و همکاران [۴۰] با استفاده از سدهای GaAsP که چاه‌های کوآنتومی InGaAsN را احاطه کرده‌اند، دریافتند که لیزرهایی با بهره بالا در محدوده طول موجی ۱۱۷۰ تا ۱۴۰۰ نانومتر قابل دستیابی هستند. از آنجایی که هنگام رشد، نقاطی با شکل‌ها و اندازه‌های مختلف رشد می‌کند، اندازه و شکل نقاط کوآنتومی به شرایط رشد نقاط در تکنیک مورد نظر وابسته است، ویژگی‌های اپتوالکترونیکی کلی این ساختارها در یک آنسامبل، از توزیع اندازه و هندسه نقاط کوآنتومی تأثیر می‌پذیرد [۲۶، ۲۷]. بنابراین در این مقاله، ما به دنبال بررسی اثرات اندازه نقاط بر خواص گسیلی و بهره لیزر نقطه کوآنتومی هستیم. اندازه نقطه کوآنتومی می‌تواند ترازهای انرژی، انرژی گذار، دوقطبی‌های گذار، نیمه‌عمر گسیل خودبه‌خودی و بهره سامانه را تغییر دهد. بنابراین تمام این کمیت‌ها می‌توانند در تغییر خصوصیات خروجی لیزر سهم داشته باشند. بررسی تمام موارد بالا، موضوع این مقاله است.

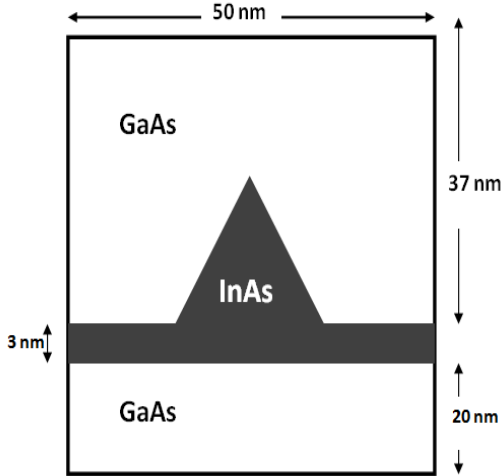
<sup>4</sup>Tansu et al<sup>3</sup>Zhao et al.

ماتریس ناپیوسته هستند. علت این گسستگی جرم مؤثر متفاوت الکترون در دو طرف مرز است. در مدل‌سازی شرط مرزی زیر باید ارضاء شود:

ماتریس ناپیوسته هستند. علت این گسستگی جرم مؤثر متفاوت الکترون در دو طرف مرز است. در مدل‌سازی شرط مرزی زیر باید ارضاء شود:

$$\frac{\vec{\nabla}\psi(\vec{r}) \cdot \hat{n}}{m_{InAs}} \Big|_{InAs} = \frac{\vec{\nabla}\psi(\vec{r}) \cdot \hat{n}}{m_{GaAs}} \Big|_{GaAs} \quad ۲$$

که در آن  $\hat{n}$  بردار یکه برون‌سوی عمود بر سطح در فصل مشترک  $InAs$  و  $GaAs$  است. دو دسته هندسه در این کار مورد بررسی قرار می‌گیرند. در دسته اول، ارتفاع مخروط ثابت و برابر با  $14nm$  و شعاع قاعده از  $5nm$  تا  $15nm$  تغییر داده می‌شود. در دسته دوم، شعاع قاعده  $10nm$  در نظر گرفته می‌شود و ارتفاع مخروط از  $4nm$  تا  $20nm$  تغییر داده می‌شود.



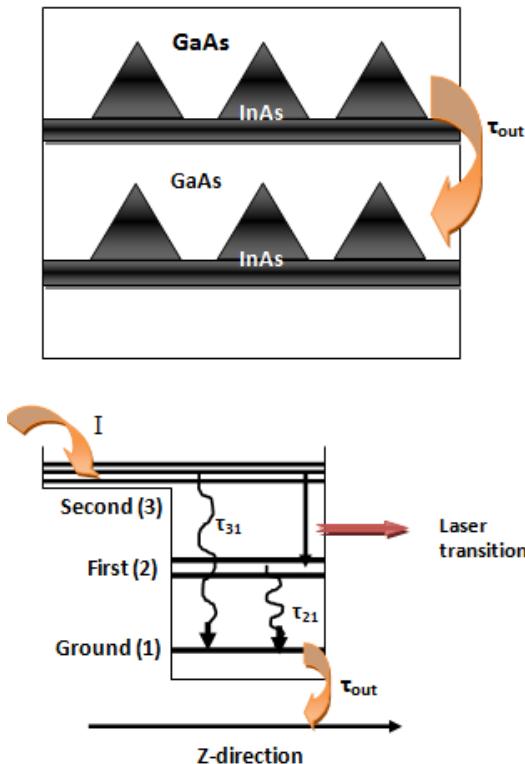
شکل ۱. نمای دوبعدی از نقطه کوانتومی مخروطی شکل  $InAs$  با لایه خیس درون ماتریس  $GaAs$ .

با حل معادله شرودینگر و به دست آمدن ویژه مقادیر انرژی و توابع پوش، دوقطبی‌های گذار را می‌توان از رابطه  $M_{if} = \langle \psi_f | -ez | \psi_i \rangle$  به دست آورد [۲۶] که در آن  $i$  و  $f$  به ترتیب بیانگر حالت ابتدایی و نهایی سیستم هستند. با محاسبه عناصر دوقطبی گذار الکترون، آهنگ گذار،  $W$ ، و نیمه عمر گسیل خودبه‌خودی (یا زمان گذار)،  $\tau$ ، از طریق فرمول‌بندی کوانتومی برهم‌کنش نور و ماده به شکل زیر محاسبه می‌شوند [۴۱]:

$$W = \frac{1}{\tau} = \frac{\omega^3 n^3}{3\pi c^3} \frac{h}{2\pi} \frac{|M_{if}|^2}{\epsilon_0} \quad ۳$$

که در آن  $\omega$  فرکانس گذار،  $n$  ضریب شکست،  $c$  سرعت نور و  $\epsilon_0$  ضریب گذردهی خلأ است. مقدار  $n = 3.2$  در نظر گرفته می‌شود [۲۶].

شکل ۱ نمای دو بعدی یک نقطه کوانتومی مخروطی شکل را نشان می‌دهد. برای مرزهای بالا و پایین شرط  $\Psi = 0$ ، برای مرزهای مشترک  $InAs$  و  $GaAs$  شرط  $\hat{n} \cdot (\nabla\Psi / m_e)_{InAs} =$



شکل ۲. (بالا) آرایه نقاط کوانتومی همراه با واهلش الکترون‌ها بین دو ردیف نقطه کوانتومی و (پایین) ترازهای انرژی همراه با تبهگنی آنها و گذارهای تابشی خودبه‌خودی و لیزری بین ترازها.

$\beta$  ضریب گسیل خودبه‌خودی و  $\beta N_3 / \tau_3$  آهنگ گسیل خودبه‌خودی است.  $\tau_p$  طول عمر فوتون است که از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\tau_p = \frac{n_{eff}}{c} \frac{1}{\alpha_i + \alpha_m} \quad ۹$$

$n_{eff}$  ضریب شکست مؤثر ماده و  $c$  سرعت نور در خلأ است.  $\alpha_i$  اتلاف ذاتی و  $\alpha_m$  اتلافات آینه‌های درون کاواک است که به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\alpha_m = Ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad ۱۰$$

که  $R_1$  و  $R_2$  به ترتیب ضرایب انعکاس از سطوح ۱ و ۲ در طرفین کاواک لیزری است. بهره اپتیکی ناحیه فعال در لیزرهای نقطه کوآتومی با محاسبه ضریب بهره از رابطه ۱۱ و ضرب آن در اختلاف جمعیت بین ترازهای لیزری به دست می‌آید [۴۲]:

$$G_0 = \frac{e}{I_{th}} \frac{1}{\tau_p} \frac{\tau_{32} + \tau_{31}}{\tau_{32}\tau_{31} - \tau_{21}\tau_{31}} \quad ۱۱$$

که  $I_{th}$  جریان آستانه تزریق شده به تراز ۳ است. نهایتاً بهره اپتیکی از رابطه ۱۲ به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$G = G_0 (N_3 - N_2) \quad ۱۲$$

تمامی معادلات ذکر شده برای یک تناوب از ناحیه فعال لیزری در سیستم‌های لیزری سه ترازه، در نظر گرفته شده‌اند. مدت زمان تونل‌زنی حامل‌ها در معادله ۶ به کمک تقریب WKB به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\tau_{out} = \frac{2L_w^2 m^*}{\pi \hbar} \exp \left[ \frac{2L_{ex} \sqrt{2m_b^*}}{\hbar} \right] \quad ۱۳$$

که در آن  $L_w$  ضخامت چاه،  $m_b^*$  جرم مؤثر الکترون در سد و  $L_{ex}$  ضخامت سد خروجی است.

برای محاسبه خواص لیزری نقطه کوآتومی، لازم است معادلات آهنگ جمعیت ترازها و معادله تولید فوتون‌ها در محیط فعال حل شوند. شکل ۲ قسمتی از آرایه نقاط کوآتومی (بالا) همراه با ترازهای انرژی به همراه گذارهای خودبه‌خودی و گذارهای لیزری (پایین) را نشان می‌دهد. گذار لیزری بین ترازهای برانگیخته اول ( $|2\rangle$ ) و برانگیخته دوم ( $|3\rangle$ ) انجام می‌شود. تراز پایه ( $|1\rangle$ ) برای ایجاد جمعیت معکوس استفاده می‌شود. معادلات آهنگ برای لیزر نقطه کوآتومی به صورت زیر داده می‌شوند [۴۲]:

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{I}{q} - \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_3}{\tau_{31}} - G_0(\Delta N)S \quad ۴$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} + G_0(\Delta N) \quad ۵$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{31}} + \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_{out}} \quad ۶$$

$$\frac{ds}{dt} = G_0(\Delta N)S + \beta \frac{N_3}{\tau_3} - \frac{S}{\tau_p} \quad ۷$$

که در آن  $N_1$ ،  $N_2$  و  $N_3$  به ترتیب جمعیت حامل‌های بار (تعداد بر واحد حجم) در تراز پایه، اولین حالت برانگیخته و دومین حالت برانگیخته هستند و  $S$  چگالی فوتون‌های درون کاواک لیزری است.  $I$  جریانی است که به منظور ایجاد جمعیت معکوس بین اولین تراز برانگیخته دوم و اول، تزریق می‌شود.  $\tau_{32}$ ،  $\tau_{31}$  و  $\tau_{21}$  به ترتیب زمان‌های گذار حامل‌ها بین ترازهای ۳ به ۲، ۳ به ۱ و ۲ به ۱ هستند.  $N_1 / \tau_{out}$  آهنگ تونل‌زنی حامل‌ها از تراز ۱ به تراز ۳ در تناوب بعدی نقطه‌های کوآتومی است که در راستای عمود قرار دارند.  $q$  بار الکتریکی الکترون و  $G_0$  ضریب بهره است.  $\tau_3$  طول عمر بالاترین تراز لیزری است که از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\frac{1}{\tau_3} = \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{31}} \quad ۸$$

در این کار از طریق حل معادله شرودینگر، ویژه‌مقادیر انرژی و توابع پوش محاسبه می‌شوند. دوقطبی‌های گذار و زمان گسیل خودبه‌خودی از طریق روش‌های عددی انتگرال‌گیری محاسبه می‌شوند (خواص الکترونی). سپس، با حل عددی معادلات آهنگ لیزر به روش رانگ-کوتا مرتبه چهار، چگالی حامل‌ها به صورت تابعی از زمان محاسبه می‌شوند. با داشتن چگالی حامل‌ها، زمان‌های گذار، طول عمر ترازها و فرکانس‌های گذار، بهره‌ا پتیکی و توان خروجی را می‌توان محاسبه کرد. برای محاسبه توان خروجی می‌توان از رابطه زیر استفاده کرد [۴۳]:

$$p_{out} T = \eta_0 \eta_r T \frac{\hbar \omega}{e} N(I - I_{th}) \quad 14$$

که I جریان و  $I_{th}$  جریان آستانه در دمای T است که از رابطه زیر قابل محاسبه است:

$$I_{th} T = WL J_{th}(T) \quad 15$$

چگالی جریان آستانه در دمای T است که از رابطه زیر به دست می‌آید [۴۳]:

$$J_{th} T = \frac{\varepsilon_0 n_{eff} \lambda L_p \alpha_w \alpha_m}{4\pi z_{32}^2 \Gamma} \times \frac{2\gamma_{32}}{\tau_3 \left( \left( 1 - \frac{\tau_{21}}{\tau_{32}} \right) \eta - 1 - \eta \frac{\tau_{21}}{\tau_3} \right)}$$

که  $\Gamma$  ضریب محدودیت است و تقریباً به‌طور خطی با تعداد تناوب‌ها افزایش می‌یابد. W پهنا و L طول کاواک لیزری می‌باشند.  $\eta_0$  و  $\eta_r$  به ترتیب بازده توان خروجی و بازده تابشی هستند که با روابط زیر داده می‌شوند [۴۳]:

$$\eta_0 = \frac{1 - R_1 \sqrt{R_2}}{1 - R_1 \sqrt{R_2} + 1 - R_2 \sqrt{R_1}} \times \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_w} \quad 17$$

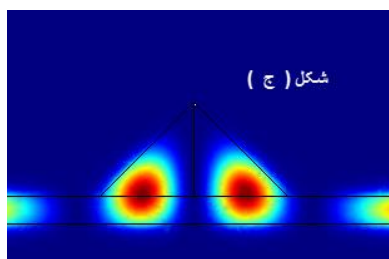
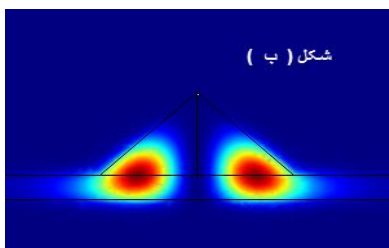
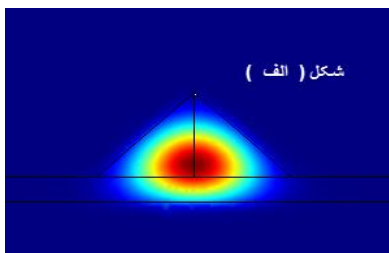
و

$$\eta_r(T) = \frac{\left[ 1 - \frac{\tau_{21}(T)}{\tau_{32}(T)} \right] \eta - (1 - \eta) \frac{\tau_{21}(T)}{\tau_3(T)}}{1 + \frac{\tau_{21}(T)}{\tau_3(T)} - \frac{\tau_{21}(T)}{\tau_{32}(T)}} \quad 18$$

که  $\eta$  بازده تزریق به بالاترین تراز لیزری است.

### نتایج

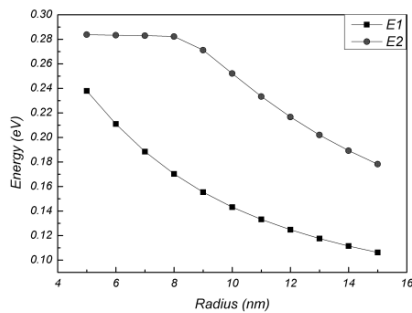
نتایج شبیه‌سازی با استفاده از پارامترهای جدول ۱ انجام شده‌اند. شکل ۳ تابع پوش الکترون در حالت‌های پایه (الف)، برانگیخته اول (ب) و برانگیخته دوم (ج) را نشان می‌دهد. همان‌طور که در این شکل مشخص است، تابع موج در لایه خیس نیز نفوذ می‌کند.



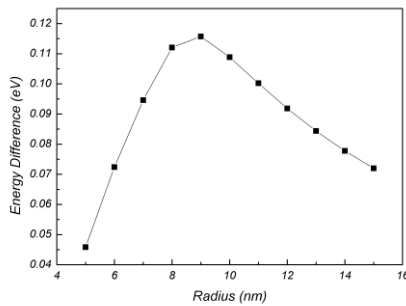
شکل ۳. نمای دو بعدی تابع پوش الکترون در حالت پایه (الف)، حالت برانگیخته اول (ب) و حالت برانگیخته دوم (ج).

جدول ۱. پارامترهای سامانه مورد بررسی در این مقاله [۴۳]

نماد	کمیت	مقدار
$e$	بار الکتریکی	$1.6 \times 10^{-19}$
$\beta$	ضریب گسیل خودبه‌خودی	$10^{-4}$
$\tau_p$	طول عمر فوتون	$8.8ps$
$\tau_{out}$	زمان تونل زنی به تناوب بعدی	$2.8ns$
$\tau_1$	طول عمر تراز پایه	$9.9 \times 10^{-10}$
$\tau_2$	طول عمر تراز حالت برانگیخته اول	$49.98ps$
$\tau_3$	طول عمر تراز لایه خیس	$769.4ps$
$g$	ضریب بهره دیفرانسیلی مؤثر	$2.888 \times 10^6$
$R_1, R_2$	ضریب بازتاب آینه‌ها	$30\%, 90\%$
$\alpha$	اتلافات داخلی کاواک	$6cm^{-1}$
$d$	ضخامت ناحیه فعال	$10\mu m$
$L$	طول کاواک	$900\mu m$
$m_e$	جرم مؤثر الکترون	$0.04m_0$
$n$	ضریب شکست ماده فعال	$3.2$

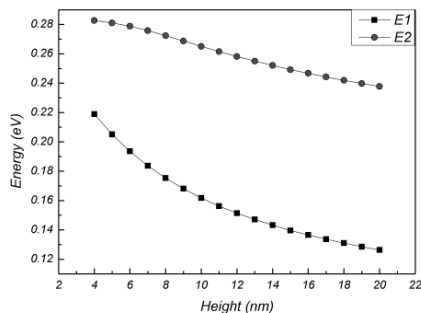


شکل ۴. انرژی تراز پایه و اولین حالت برانگیخته برای نقطه کوانتومی با ارتفاع ثابت ۱۴ نانومتر و شعاع قاعده متغییر.



شکل ۵. اختلاف انرژی تراز پایه و اولین تراز برانگیخته برای نقطه کوانتومی با ارتفاع ثابت ۱۴ نانومتر و شعاع قاعده متغییر.

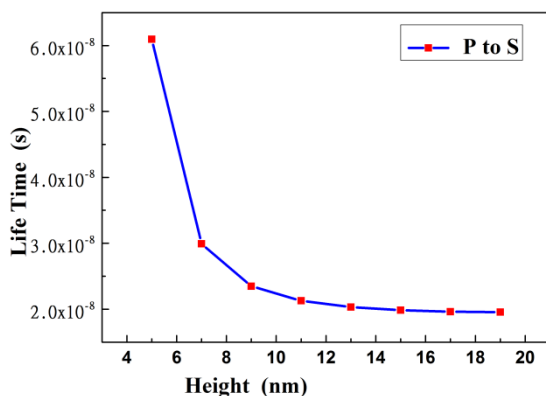
نمودار ۶ ویژه‌مقادیر انرژی حالت پایه و اولین حالت برانگیخته الکترون را با ثابت نگه داشتن شعاع قاعده در ۱۰ نانومتر و تغییر ارتفاع مخروط از ۴ تا ۲۰ نانومتر نشان می‌دهد. شکل ۷ اختلاف این دو انرژی را نمایش می‌دهد.



شکل ۶. انرژی حالت پایه و اولین حالت برانگیخته برای نقطه کوانتومی با شعاع قاعده ثابت ۱۰ نانومتر و ارتفاع متغییر.

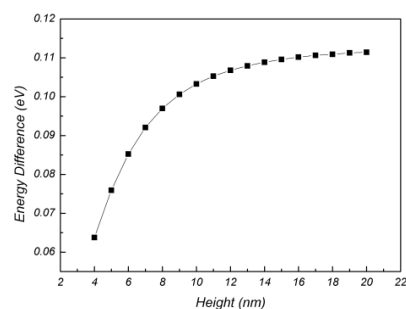
در شکل ۴ ویژه‌مقادیر انرژی حالت پایه و اولین حالت برانگیخته با ثابت نگه داشتن ارتفاع مخروط در ۱۴ نانومتر و تغییر شعاع قاعده آن از ۵ نانومتر تا ۱۵ نانومتر نشان داده شده‌اند. شکل ۵ اختلاف این انرژی‌ها که متناسب با فرکانس گذار است را نشان می‌دهد. مطابق شکل، یک بیشینه حوالی شعاع قاعده ۹ نانومتر دیده می‌شود. این بیشینه به ورود و خروج تابع پوش الکترون به داخل و خارج مخروط مربوط می‌شود. این مسأله به‌طور مفصل در مراجع [۱۷] توضیح داده شده است.

نمودار ۹ زمان گذار بین تراز پایه و تراز برانگیخته اول را برای نقطه کوانتومی با شعاع ثابت ۱۰ نانومتر و ارتفاع متغیر از ۴ نانومتر تا ۲۰ نانومتر نشان می‌دهد. زمان گذار خودبه‌خودی به‌سرعت با افزایش ارتفاع مخروط، کاهش می‌یابد.



شکل ۹. تغییرات زمان گذار بین ترازهای پایه و تراز برانگیخته اول برای نقطه کوانتومی مخروطی با شعاع قاعده ثابت ۱۰ نانومتر و ارتفاع متغیر از ۴ تا ۲۰ نانومتر.

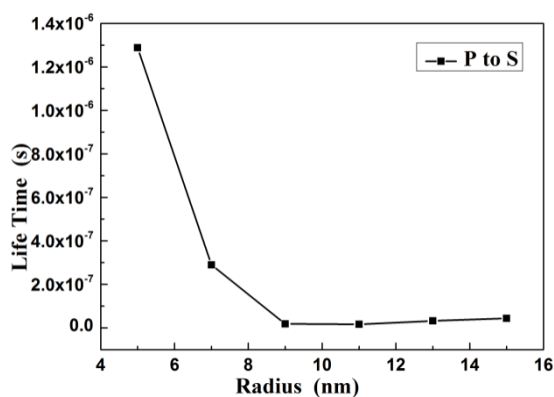
نمودار ۱۰ نمودار تغییرات چگالی حامل‌ها در تراز پایه را نشان می‌دهد. این شکل نشان می‌دهد که پس از تزریق جریان، حامل‌های بار از تراز پایه (یک لایه از نقاط کوانتومی) به تراز دوم برانگیخته (لایه دیگر) منتقل شده و در نتیجه، بین ترازهای برانگیخته دوم و اول وارونی جمعیت ایجاد می‌شود. بنابراین فوتون‌های واداشته لیزری از طریق این گذار بین این دو تراز تولید می‌شوند. توجه کنید که تراز پایه که در ابتدا کاملاً پُر است، اندکی تغییر می‌کند.



شکل ۷. اختلاف انرژی اولین تراز برانگیخته و تراز پایه برای نقطه کوانتومی با شعاع قاعده ثابت ۱۰ نانومتر و ارتفاع متغیر.

مطابق شکل ۷، با افزایش ارتفاع مخروط، آهنگ افزایش اختلاف انرژی کاهش می‌یابد. همان‌طور که در شکل‌های ۴ و ۶ دیده می‌شود، با افزایش ابعاد نقطه کوانتومی، مقادیر انرژی الکترون کاهش می‌یابند که این موضوع تأییدکننده کاهش محدودیت کوانتومی درون نقطه است.

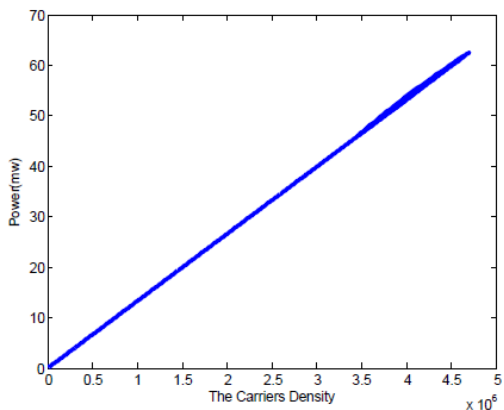
نمودار ۸ تغییرات زمان گذار بین تراز پایه و تراز برانگیخته اول را برای نقطه کوانتومی با ارتفاع ثابت ۱۴ نانومتر و شعاع قاعده متغیر از ۵ نانومتر تا ۱۵ نانومتر نشان می‌دهد. مطابق شکل، برای نقاط کوچک زمان گذار زیاد است که با افزایش شعاع مخروط، آهنگ گذار سریع کاهش می‌یابد و به مقدار تقریباً ثابتی می‌رسد.



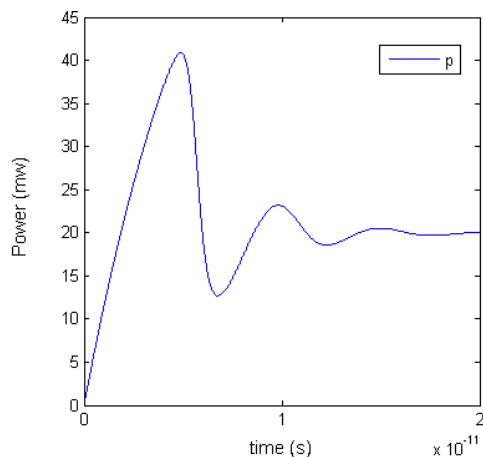
شکل ۸. تغییرات زمان گذار بین ترازهای پایه و تراز برانگیخته اول برای نقطه کوانتومی مخروطی با ارتفاع ثابت ۱۴ نانومتر و شعاع قاعده متغیر ۵ تا ۱۵ نانومتر.



پایه نشان می‌دهد. از این شکل دیده می‌شود که افزایش چگالی حامل‌ها، به‌طور خطی توان خروجی لیزر را افزایش می‌دهد. شکل ۱۳ توان خروجی لیزر را برحسب زمان برای مخروطی به شعاع ۱۰ نانومتر و به ارتفاع ۱۴ نانومتر نشان می‌دهد. از این شکل نتیجه می‌شود که توان خروجی لیزر پس از نوسانات اولیه به‌حالت پایداری می‌رسد که مقداری برابر ۵۰ میلی وات دارد.

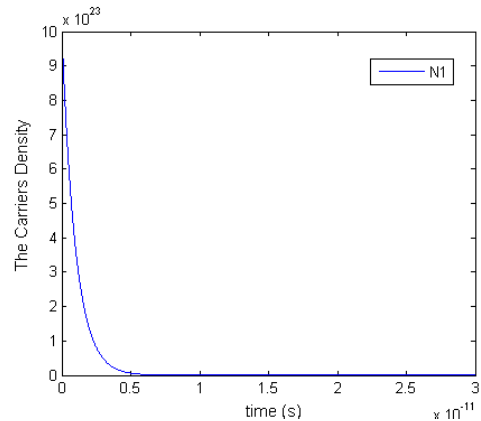


شکل ۱۲. توان خروجی لیزر برحسب چگالی حامل‌ها برای نقطه کوآنتومی مخروطی شکل به شعاع ۱۰ و ارتفاع ۱۴ نانومتر.



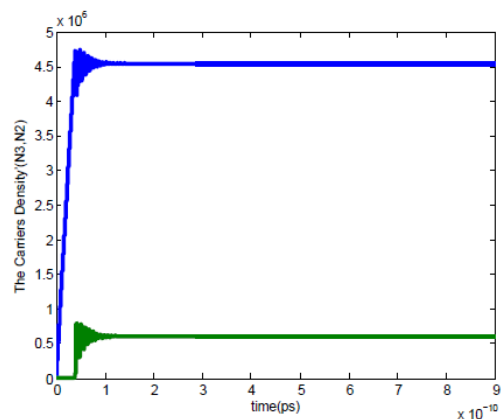
شکل ۱۳. توان خروجی لیزر برحسب زمان.

شکل ۱۴ چگالی فوتون‌ها به‌صورت تابعی از زمان را نشان می‌دهد. از این شکل نتیجه می‌شود که حدوداً در نیم پیکو ثانیه آغازین که هنوز وارونی جمعیت



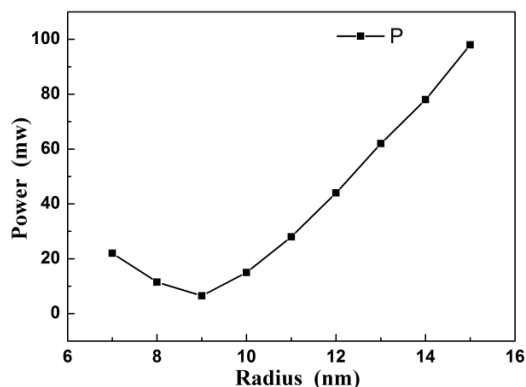
شکل ۱۰. تغییرات چگالی حامل‌ها روی تراز پایه.

نمودار ۱۱ چگالی حامل‌ها را در تراز برانگیخته اول (نمودار سبز) و تراز برانگیخته دوم (نمودار آبی) برحسب زمان برای لیزر نقطه کوآنتومی مخروطی شکل به شعاع ۱۰ نانومتر و به ارتفاع ۱۴ نانومتر نشان می‌دهد. در مورد لیزرهای نیم‌رسانای نقطه کوآنتومی، لیزردهی بین دو تراز برانگیخته اول و دوم صورت می‌گیرد که در اینجا اختلاف آنها مثبت است. مثبت بودن این اختلاف نشان دهنده بهره است.



شکل ۱۱. چگالی حامل‌ها برحسب زمان برای ترازهای لیزری (تراز اول و دوم برانگیخته) نقطه کوآنتومی مخروطی شکل به شعاع ۱۰ و ارتفاع ۱۴ نانومتر.

شکل ۱۲ تغییرات توان خروجی لیزر نیم‌رسانای نقطه کوآنتومی مخروطی شکل به شعاع ۱۰ نانومتر و ارتفاع ۱۴ نانومتر را برحسب چگالی حامل‌های تراز

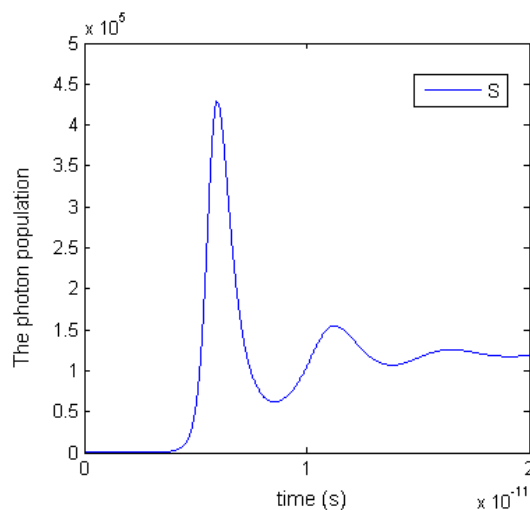


شکل ۱۵. توان خروجی لیزر نقطه کوانتومی مخروطی شکل با ارتفاع ثابت ۱۴ نانومتر و شعاع متغیر ۷ تا ۱۵ نانومتر.

### نتیجه گیری

در این کار ما ابتدا اثر ابعاد نقطه کوانتومی مخروطی شکل *InAs/GaAs* چسبیده به لایه خیس را بر ترازهای انرژی، توابع موج، دوقطبی‌های گذار و زمان گذار خودبه‌خودی الکترون مورد بررسی قرار دادیم. نتیجه گرفتیم که با افزایش اندازه نقاط کوانتومی، مقادیر انرژی ترازها کاهش می‌یابند که این اتفاق از کاهش محدودیت کوانتومی الکترون‌ها درون نقطه کوانتومی نتیجه می‌شود. به همین ترتیب با افزایش اندازه نقطه کوانتومی، زمان گذار الکترون بین ترازهای لیزری کاهش می‌یابد. بررسی اثر اندازه نقطه کوانتومی بر زمان گذار الکترون، که تاکنون مورد پژوهش قرار نگرفته بود، نشان داد که ابعاد نقطه کوانتومی تأثیر قابل توجهی بر روی زمان گذار دارد. در مرحله بعد، با حل معادلات آهنگ ویژه لیزرهای نیم‌رسانا با ترازهای گسسته به روش عددی رانگ-کوتا مرتبه چهار، چگالی حامل‌های بار روی ترازها محاسبه شدند و نتیجه گرفتیم که وارونی جمعیت بین ترازهای برانگیخته اول و دوم باعث لیزری شدن سامانه خواهد شد. نهایتاً، از آنجایی که تغییر ابعاد نقطه کوانتومی بر طول عمر ترازهای لیزری، دوقطبی‌های گذار و فرکانس گذار مؤثر بوده،

صورت نگرفته است، چگالی فوتون‌های گسیلی صفر است. پس از برقراری وارونی جمعیت بین ترازهای برانگیخته اول و تراز لایه خیس، فوتون‌ها شروع به تابش نموده و پس از رسیدن سیستم به حالت پایدار، لیزردهی شروع می‌شود که در آن چگال فوتون‌ها در کاواک ثابت می‌شود.



شکل ۱۴. چگالی فوتون‌ها برحسب زمان.

نمودار ۱۵ وابستگی توان خروجی لیزر برحسب شعاع برای مخروطی با ارتفاع ثابت ۱۴ نانومتر که شعاع آن از ۷ تا ۱۵ نانومتر تغییر کرده است را نشان می‌دهد. همان‌گونه که در این شکل دیده می‌شود، با افزایش اندازه نقاط، ابتدا توان خروجی کاهش پیدا می‌کند و پس از رسیدن به مقدار کمینه خود در شعاع ۹ نانومتر، دوباره و به صورت کاملاً خطی افزایش می‌یابد. کاهش توان در خروجی لیزر، همان‌گونه که در شکل ۵ نیز دیده می‌شود، به علت جابجایی تابع پوش الکترون از لایه خیس به مخروط است. در واقع این تغییرات، باعث تغییر دوقطبی‌های گذار می‌شود؛ چرا که دوقطبی‌های گذار به نوعی نشان دهنده میزان هم‌پوشانی توابع موج نیز هستند.

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 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 dot-based 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, and S.M. Simon, Long-term multiple color imaging of live cells using quantum dot bioconjugates, *Nature Biotechnology* 21 (2003) 47-51.

[12] Y. Zhou, M. Eck, C. Veit, B. Zimmermann, F. Rauscher, P. Niyamakom, *et al.*, Efficiency enhancement for bulk-heterojunction hybrid solar cells based on acid treated CdSe quantum dots and low bandgap polymer PCPDTBT, *Solar Energy Materials and Solar Cells* 95 (2011) 1232-1237.

[13] A. Nozik, Quantum dot solar cells, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 14 (2002) 115-120.

[14] O.E. Semonin, J.M. Luther, S. Choi, H.-Y. Chen, J. Gao, A.J. Nozik, *et al.*, Peak external photocurrent quantum efficiency exceeding 100% via MEG in a quantum dot solar cell, *Science* 334 (2011) 1530-1533.

[15] F. Hakimi, M.G. Bawendi, R. Tumminelli, and J. R. Haavisto, Quantum dot Laser, ed: Google Patents, 1993.

[16] D. Huffaker, G. Park, Z. Zou, O. Shchekin, and D. Deppe, 1.3  $\mu\text{m}$  room-temperature GaAs-based quantum-dot laser, *Applied Physics Letters* 73 (1998) 2564-2566.

[17] M. Sabaeian, A. Khaledi-Nasab, Size-dependent intersubband optical properties of dome-shaped InAs/GaAs quantum dots with wetting layer, *Applied Optics* 51 (2012) 4176-4185.

در نتیجه خروجی لیزر نیز با تغییر ابعاد تغییرات قابل توجهی را به صورت خطی نشان داد. با این وجود یک کمینه در خروجی در شعاع ۹ نانومتر دیده شد که به جابه‌جایی توابع پوش الکترون درون نقطه و لایه خیس نسبت داده شد.

### سیاس‌گذاری

مؤلفین این مقاله از دانشگاه شهید چمران اهواز به خاطر حمایت مالی در قالب پژوهانه تشکر می‌کنند.

### مراجع

[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

- InAs/GaAs quantum dots, *AIP Advances* 4 (2014) 067113.
- [28] M. Shahzadeh and M. Sabaeian, A comparison between semi-spheroid-and dome-shaped quantum dots coupled to wetting layer, *AIP Advances* 4 (2014) 067134.
- [29] K.J. Kuhn, G.U. Iyengar, and S. Yee, Free carrier induced changes in the absorption and refractive index for intersubband optical transitions in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  quantum wells, *Journal of Applied Physics* 70 (1991) 5010-5017.
- [30] F. Qu, D. Santos, N. Dantas, A. Monte, and P. Morais, Effects of nanocrystal shape on the physical properties of colloidal ZnO quantum dots, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 23 (2004) 410-415.
- [31] W. Yang, H. Lee, T.J. Johnson, P.C. Sercel, A. Norman, Electronic structure of self-organized InAs/GaAs quantum dots bounded by {136} facets, *Physical Review B* 61(2000) 2784.
- [32] P. Petroff and S. DenBaars, MBE and MOCVD growth and properties of self-assembling quantum dot arrays in III-V semiconductor structures, *Superlattices and Microstructures* 15 (1994) 15.
- [33] M. Cusack, P. Briddon, and M. a. Jaros, Electronic structure of InAs/GaAs self-assembled quantum dots, *Physical Review B* 54 (1996) 2300.
- [34] D. Leonard, K. Pond, and P. Petroff, Critical layer thickness for self-assembled InAs islands on GaAs, *Physical Review B* 50 (1994) 11687.
- [35] M. Grundmann, O. Stier, and D. Bimberg, InAs/GaAs pyramidal quantum dots: Strain distribution, optical phonons, and electronic structure, *Physical Review B* 52 (1995) 11969.
- [36] O. Stier, M. Grundmann, and D. Bimberg, Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band  $k \cdot p$  theory, *Physical Review B* 59 (1999) 5688.
- [37] S. Hubbard, C. Cress, C. Bailey, R. Raffaele, S. Bailey, and D. Wilt, Effect of [18] M. Barati, G. Rezaei, and M. Vahdani, Binding energy of a hydrogenic donor impurity in an ellipsoidal finite-potential quantum dot, *Physica Status Solidi B* 244 (2007) 2605-2610.
- [19] İ. Karabulut and S. Baskoutas, Linear and nonlinear optical absorption coefficients and refractive index changes in spherical quantum dots: effects of impurities, electric field, size, and optical intensity, *Journal of Applied Physics* 103 (2008) 073512.
- [20] M. Şahin, Photoionization cross section and intersublevel transitions in a one-and two-electron spherical quantum dot with a hydrogenic impurity, *Physical Review B* 77 (2008) 045317.
- [21] G. Cantele, G. Piacente, D. Ninno, and G. Iadonisi, Optical anisotropy of ellipsoidal quantum dots, *Physical Review B* 66 (2002) 113308.
- [22] G. Rezaei, M. Vahdani, and B. Vaseghi, Nonlinear optical properties of a hydrogenic impurity in an ellipsoidal finite potential quantum dot, *Current Applied Physics* 11 (2011) 176-181.
- [23] A. Williamson, L. Wang, and A. Zunger, Theoretical interpretation of the experimental electronic structure of lens-shaped self-assembled InAs/GaAs quantum dots, *Physical Review B* 62 (2000) 12963.
- [24] C. Pryor, Geometry and material parameter dependence of InAs/GaAs quantum dot electronic structure, *Physical Review B* 60 (1999) 2869
- [25] D. Bimberg, M. Grundmann, and N. N. Ledentsov, Quantum dot heterostructures: John Wiley & Sons, (1999).
- [26] 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.
- [27] M. Shahzadeh and M. Sabaeian, The effects of wetting layer on electronic and optical properties of intersubband P-to-S transitions in strained dome-shaped

strain compensation on quantum dot enhanced GaAs solar cells, *Applied Physics Letters* 92 (2008) 12351.

[38] R. Oshima, A. Takata, and Y. Okada, Strain-compensated InAs/GaNAs quantum dots for use in high-efficiency solar cells, *Applied Physics Letters* 93 (2008) 083111.

[39] H. Zhao, R.A. Arif, Y.-K. Ee, and N. Tansu, Self-consistent analysis of strain-compensated InGaN–AlGaIn quantum wells for lasers and light-emitting diodes, *IEEE Journal of Quantum Electronics* 45 (2009) 66-78.

[40] N. Tansu, J.-Y. Yeh, and L. J. Mawst, Physics and characteristics of high performance 1200 nm InGaAs and 1300–1400 nm InGaAsN quantum well lasers obtained by metal–organic chemical vapour deposition, *Journal of Physics: Condensed Matter* 16 (2004) S3277.

[41] G. Solomon, M. Pelton, and Y. Yamamoto, Single-mode spontaneous emission from a single quantum dot in a three-dimensional microcavity, *Physical Review Letters* 86 (2001) 3903.

[42] A. Asgari and A. Khorrani, Modelling of GaN quantum dot terahertz cascade laser, *Opto-Electronics Review* 21 (2013) 147-152.

[43] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, H. Ishikawa, and A. Sakamoto, Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self-assembled In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs quantum dot lasers, *Physical Review B* 61 (2000) 7595.