

اثر افزایش پارامتر پوشش دهندگی-لیزری بر خواص الکترونی و نوری چاه کوانتومی دوگانه

سهموی باند-ظرفیتی GaAsSb/GaAs

سهیلا حقیقی^۱، آزاده حقیقت زاده^{۲*}، امین عطارزاده^۳

^۱ گروه فیزیک، واحد اهواز، دانشگاه آزاد اسلامی، اهواز، ایران

^۲ مرکز تحقیقات مهندسی سطح پیشرفته و نانومواد، گروه فیزیک، واحد اهواز، دانشگاه آزاد اسلامی، اهواز، ایران

^۳ گروه علوم پایه، موسسه آموزش عالی جهاد دانشگاهی خوزستان، ایران

Effect of increasing laser-dressing parameter on electronic and optical properties of double GaAsSb/GaAs parabolic valence-band quantum well

Soheila Haghighi¹, Azadeh Haghightzadeh^{2*}, Amin Attarzadeh³

¹ Department of Physics, Ahvaz Branch, Ahvaz Branch, Islamic Azad University, Ahvaz, Iran

² Advanced Surface Engineering and Nano Materials Research Center, Department of Physics, Ahvaz Branch, Islamic Azad University, Ahvaz, Iran

³ Department of Science, Institute for Higher Education, ACECR, Ahvaz, Khuzestan, Iran

Abstract

In this study, electronic and optical properties of a laser-dressed double GaAsSb/GaAs parabolic valence-band quantum well were investigated. The effect of increasing laser-dressing parameter on electronic bound states and the corresponding wave functions was surveyed using the Finite Element Method (FEM) in COMSOL Multiphysics and the position-dependent effective mass approximation considering Floquet series and Kramers-Henneberger transformation. An analytical expression was developed to describe the position-dependent effective mass of a heavy hole as a function of the well's geometry for the first time. The electronic bound states of a heavy hole were studied by considering the probability density of the presence in the quantum well. The obtained electronic results showed a transition from a double quantum well with a zero barrier-width into a triple-type profile after the application of the laser field, and then a return into a double-type well with a wide central barrier as the laser-dressing parameter increased. The linear and the third-order nonlinear optical absorption coefficients and refraction index were studied by density matrix method taking into account a two-level system for the ground and the first-excited states.

Keywords: Heavy hole, Laser-dressing parameter, Nonlinear optical properties, Position-dependent effective mass, Quantum well.

Received: 13/07/2023

Accepted: 09/09/2023

چکیده

در این مطالعه، خواص الکترونی و نوری چاه کوانتومی دوگانه سهموی باند-ظرفیتی GaAsSb/GaAs پوشش دهی شده با لیزر مورد پژوهش قرار گرفتند. اثر افزایش پارامتر پوشش دهندگی - لیزری بر حالت‌های مقید الکترونی و توابع موج متناظر با استفاده از روش اجزای محدود (FEM) در نرم افزار کامسول مالتی فیزیکس و در تقریب جرم موثر وابسته به موقعیت با در نظر گرفتن سری فوریه-فلوکت و تبدیل کرامرز-هنبرگر بررسی شد. عبارتی تحلیلی برای توصیف جرم موثر وابسته به موقعیت حفره سنگین به عنوان تابعی از هندسه چاه برای اولین بار توسعه داده شد. حالت‌های مقید الکترونی حفره سنگین با در نظر گرفتن چگالی احتمال حضور در چاه کوانتومی مطالعه شدند. نتایج الکترونی بدست آمده گذاری را از یک چاه کوانتومی دوگانه با پهنای سد مرکزی صفر به یک نوع پتانسیل سه گانه بعد از اعمال میدان لیزری و سپس بازگشت به یک نوع چاه کوانتومی دوگانه با یک سد مرکزی گسترده شده هنگامی که پارامتر پوشش دهندگی - لیزری افزایش یافته است نشان می‌دهد. مشخصه‌های جذب و شکست نوری خطی و غیرخطی مرتبه سوم با استفاده از روش ماتریس چگالی و با در نظر گرفتن یک سیستم دو ترازه برای تراز پایه و اولین حالت برانگیخته مطالعه شدند.

واژه‌های کلیدی: پارامتر پوشش دهندگی-لیزری، جرم وابسته به موقعیت، چاه کوانتومی، حفره سنگین، خواص نوری غیرخطی.

تاریخ دریافت: ۱۴۰۲/۰۴/۲۲

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۲/۰۶/۱۸

* نویسنده مسئول: آزاده حقیقت زاده

۱. مقدمه

با توسعه فن آوری اطلاعات و افزایش درخواست برای ترفیع و به روزرسانی ابزارهای الکترونوری جدید، مواد نوری پیشرفته بر پایه نانوساختارهای نیم‌رسانا توجه بسیار زیادی را به خود جلب کرده‌اند. پیشرفت‌های عملی صورت گرفته شده در زمینه قابلیت‌های رشد لایه‌های نازک نیم-رسانا، مسیرهای جدیدی را به طرف توسعه ساختارهای چاه کوانتومی با توانایی‌های الکترونی و نوری شگفت‌انگیز که ناشی از اثرات محدودکنندگی سایز کوانتومی هستند، عرضه کرده‌اند. ساختارهای چاه‌های کوانتومی GaAsSb/GaAs به دلیل پتانسیل کاربرد در ابزارهای الکترونوری همچون آشکارسازهای نوری و دیودهای منتشر کننده نوری، در مخابرات فیبر نوری طول موج بلند مورد توجه محققان بسیاری قرار گرفته‌اند [۱]. پژوهش‌های انجام شده نشان داده-اند که بدلیل جداشدگی بزرگ باند ظرفیت و ناپیوستگی کوچک باند رسانش، حفره‌ها در چاه‌های کوانتومی باند ظرفیت GaAsSb/GaAs با قدرت زیادی محدود می‌شوند در صورتی که امکان محدود شدن الکترون‌ها در چاه باند رسانش بسیار ضعیف است [۲]. پژوهشگران بسیاری در سراسر دنیا مطالعات جامعی را بر روی چاه‌های کوانتومی GaAsSb/GaAs به منظور پیاده‌سازی در کاربردهای عملی مختلف انجام داده‌اند [۱].

مطالعات انجام شده در دهه‌های اخیر نشان داده‌اند که خواص نوری خطی و غیرخطی چاه‌های کوانتومی که ناشی از جذب‌های درون بانندی خطی و غیرخطی در باندهای رسانش برای الکترون‌ها یا در باندهای ظرفیت برای حفره‌ها هستند، به شکل قابل توجهی از شکل پروفایل پتانسیل‌های محدودکنندگی تأثیر می‌پذیرند. تنوع گسترده‌ای از پروفایل‌های محدودکنندگی شامل پتانسیل‌های مربعی، مستطیلی و سهموی را می‌توان با اضافه کردن ناخالصی با درصد‌های مختلف در طول فرایند رشد ساختارهای نامتجانس نیم‌رسانا ایجاد کرد [۳]. در میان پروفایل‌های مختلف، ساختارهای چاه‌های کوانتومی دوگانه با تأثیر بر توزیع توابع موج بین دو چاه از طریق فرایندهای تونل‌زنی می‌توانند منجر به ایجاد

خواص نوری خطی و غیرخطی بهبود یافته‌تری نسبت به ساختارهای منفرد شوند [۴]. گزارش‌های متعدد ارائه شده توسط برخی از پژوهشگران، اهمیت مطالعه چاه‌های کوانتومی دوگانه و اثرات تونل‌زنی حامل‌های بار در بین آن-ها را به وضوح نشان می‌دهد [۱]. تغییر فضایی چگالی حامل-های بار در طول رشد یک پروفایل محدودکنندگی به طور قابل ملاحظه‌ای می‌تواند بر جرم موثر حامل‌ها تأثیرگذار باشد. از این رو، بخش قابل توجهی از تحقیقات به حل چالش‌های تئوری ناشی از ناپیوستگی‌های جرم موثر در ساختارهای شبکه می‌پردازد [۱]. از سویی دیگر، اعمال میدان‌های اختلالی خارجی مانند میدان‌های الکتریکی، مغناطیسی و میدان‌های لیزری شدید می‌توانند ساختارهای الکترونی شکل گرفته شده را با تأثیر بر شکل پروفایل پتانسیل محدودکنندگی اصلاح نموده و خواص نوری کاربردی‌تری را عرضه نمایند [۵]. پژوهش‌های صورت گرفته در سال‌های اخیر مشخص کرده‌اند که میدان‌های لیزری شدید با حفظ تقارن ساختارهای پتانسیل‌های محدودکنندگی، نقش مهمی را در بهبود ساختارهای الکترونی و گذارهای نوری بین زیرباندی در چاه‌های کوانتومی ایفا می‌کنند [۱]. با وجود مطالعات تجربی گسترده صورت گرفته شده بر روی کاربردهای ناشی از چاه‌های کوانتومی GaAsSb/GaAs، ساختارهای الکترونی درون بانندی کمتر مورد توجه قرار گرفته‌اند. بررسی‌های انجام شده نشان داده‌اند که اگرچه بخش عظیمی از ناپیوستگی ایجاد شده بین نواحی GaAs و GaAsSb بین باندهای ظرفیت اتفاق می‌افتد، اما مطالعات نظری بر روی گذارهای درون باند ظرفیت و خواص نوری ناشی از آنها صورت نگرفته است. در این تحقیق برای اولین بار تلاش شده است تا اثر یک میدان لیزری شدید فرکانس بالای غیرتشدید بر روی خواص الکترونی و نوری خطی و غیرخطی مربوط به گذارهای درون بانندی یک حفره‌ی سنگین محدود شده در چاه کوانتومی دوگانه سهموی باند-ظرفیتی GaAsSb/GaAs بررسی گردد. این مطالعه در نظر دارد اهداف زیر را به صورت ویژه مورد بررسی قرار دهد: (۱) فرمول‌بندی کردن

علاوه بر این، جرم‌های موثر یک حفره‌ی سنگین در ماده‌ی تشکیل دهنده‌ی چاه کوانتومی و همچنین ماده‌ی سد را می‌توان به ترتیب به عنوان تابعی از غلظت آنتیموان و جرم الکترون آزاد با استفاده از معادلات زیر محاسبه کرد [۷]:

$$m_{GaAs}^* = 0.51m_0, \quad (۳)$$

$$m_{GaAsSb}^* = (0.51 - 0.11x_{Sb})m_0, \quad (۴)$$

که در آن، m_0 جرم الکترون آزاد، m_{GaAs}^* جرم موثر حفره‌ی سنگین در ناحیه سد و m_{GaAsSb}^* جرم موثر حفره‌ی سنگین در ناحیه چاه کوانتومی است. جرم وابسته به موقعیت حفره سنگین به کمک روش پیشنهاد شده توسط رادو^۱ [۲۴]، از حل همزمان معادلات (۱)، (۲) و (۴) مطابق رابطه زیر به عنوان تابعی از هندسه پتانسیل محدودکنندگی برای اولین بار بدست آمد:

$$m_{GaAsSb}^*(z) = \left(0.51 - 0.11 \left[0.58284 - \sqrt{0.3397 - 0.5917 \left(1 - \left(\frac{|z|}{a} - 1 \right)^2 \right) \{V_0\}} \right] \right) m_0 \quad (۵)$$

در این رابطه $\{V_0\}$ برابر با مقدار عددی V_0 در نظر گرفته شده است.

حرکت حفره سنگین هنگامی که در معرض میدان لیزری شدید غیرتشدیدی قرار گرفته است را می‌توان از حل معادله شرودینگر یک بعدی وابسته به زمان زیر بدست آورد [۲۴].

$$\hat{H}(z, t)\psi(z, t) = i\hbar\psi(z, t), \quad (۶)$$

در اینجا $\psi(z, t)$ حل معادله‌ی شرودینگر یک بعدی مستقل از زمان و $\hat{H}(z, t)$ هامیلتونی تعریف شده در فضای یک بعدی است. هامیلتونی فضای یک بعدی را می‌توان در تقریب جرم موثر مطابق با معادله‌ی بن دنیل و دوک^۲ توسعه داده شده با رادو به شکل زیر توصیف کرد [۱]:

$$\hat{H}(z, t) = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} \right] + i\hbar \frac{qA_z(t)}{2} \left[\frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m^*(z)} + \frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} \right] + \frac{q^2 A_z^2(t)}{2m^*(z)} + V(z), \quad (۷)$$

در اینجا \hbar ثابت پلانک کاهش یافته و q بارالکتریکی حفره است. هنگامی که چاه کوانتومی با یک میدان لیزری شدید

جرم موثر وابسته به موقعیت یک حفره سنگین به عنوان تابعی از هندسه پتانسیل محدودکنندگی، (۲) بررسی اثر پارامتر پوشش دهندگی-لیزری بر روی ساختارهای الکترونی چاه کوانتومی شامل پروفایل محدودکنندگی کوانتومی، فرایند تونل‌زنی، ویژه مقادیر انرژی و توابع موج متناظر آنها و (۳) مطالعه نقش پارامتر پوشش دهندگی-لیزری بر روی ضرایب جذب و شکست خطی و غیرخطی مرتبه‌ی سوم.

۲. مبانی نظری

در این تحقیق به بررسی خواص الکترونی و نوری چاه کوانتومی GaAsSb/GaAs با در نظر گرفتن رفتار دینامیکی حفره سنگین در ناحیه‌ی چاه باند - ظرفیتی پرداخته شد. یک ساختار سهموی دوگانه جهت پتانسیل محدودکنندگی تحت تابش میدان لیزری شدید در نظر گرفته شد. دستگاه مختصات استاندارد راست گوشه به گونه‌ای انتخاب شد که محور z در جهت رشد لایه‌های ماده‌ی نیم‌رسانا قرار گرفته و حفره‌ی سنگین اجازه حرکت آزادانه در صفحه x - y را داشته باشد. نواحی چاه کوانتومی دوگانه‌ی سهموی باند-ظرفیتی $Ga_{1-x}AsSb_x$ ، با تغییر دادن پیوسته‌ی غلظت آنتیموان از یک مقدار بیشینه ($x_{Sb} = x_{max}$) در مرکز تک چاه‌های کوانتومی به مقدار صفر ($x_{Sb} = 0$) در لبه‌های تک چاه‌ها به گونه‌ای شکل داده شد که؛ چاه کوانتومی دوگانه $Ga_{1-x}AsSb_x$ با استفاده از سدهای ماده‌ی GaAs احاطه شد. معادله زیر شکل تابعی پتانسیل سهموی دوگانه را توصیف می‌کند [۶]:

$$V(z) = \begin{cases} V_0 & |z| \geq a \\ V_0 \left(\frac{|z|}{a} - 1 \right)^2 & |z| < a, \end{cases} \quad (۱)$$

در این رابطه، V_0 ارتفاع چاه کوانتومی و a نیم پهنای هر تک چاه کوانتومی است. ارتفاع چاه پتانسیلی را می‌توان با استفاده از جداسدگی باند ظرفیت (ΔE_V) در مرز مشترک لایه‌های GaAs و $Ga_{1-x}AsSb_x$ مطابق رابطه‌ی زیر به عنوان تابعی از غلظت آنتیموان بدست آور [۱]:

$$\Delta E_V(x_{Sb}) = 1.97 x_{Sb} - 1.69 x_{Sb}^2, \quad (۲)$$

² BenDaniel and Duke

¹ Radu

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} \right] + V_d(z, \alpha_0)\right] \psi(z) = E\psi(z) \quad (9)$$

در اینجا $\psi(z)$ مولفه‌ی مرتبه صفر فلوکت و معادل با تابع موج متناظر با انرژی درون باندهی E است. $V_d(z, \alpha_0)$ پتانسیل محدودکنندگی مستقل از زمان پوشش‌دهی شده با لیزر است. پتانسیل مستقل از زمان بدست آمده را می‌توان با استفاده از رابطه‌ی انتگرالی زیر محاسبه کرد [۱۰]:

$$V_d(z, \alpha_0) = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} V(z + \alpha_0 \sin(\omega t)) dt \quad (10)$$

در اینجا معادله شرودینگر مستقل از زمان پوشش‌دهی شده با لیزر به صورت عددی با استفاده از روش اجزای محدود (FEM) توسط نرم افزار کامسول مالتی فیزیکس^۵ حل و حالت‌های مقید^۶ درون چاه کوانتومی به همراه ویژه توابع موج متناظر آنها محاسبه شدند [۱۱-۱۵].

خواص نوری خطی و غیرخطی مرتبه سوم با مطالعه گذارهای نوری یک سیستم دو ترازه برای گذارهای نوری بین تراز پایه و اولین حالت برانگیخته در درون باند ظرفیت و با استفاده از روش ماتریس چگالی محاسبه شدند. محاسبات نوری با به کارگیری ویژه مقادیر و ویژه توابع متناظر حالت پایه و اولین حالت برانگیخته بدست آمده از نرم‌افزار کامسول در نرم‌افزار متلب^۷ به صورت عددی انجام شدند. برای محاسبه ضرایب جذب نوری خطی $(\beta^{(1)}(\omega))$ و غیرخطی مرتبه سوم $(\beta^{(3)}(\omega, I))$ و همچنین ضرایب شکست خطی $(n^{(1)}(\omega))$ و غیرخطی مرتبه سوم $(n^{(3)}(\omega, I))$ از معادلات زیر استفاده شده [۱]

$$\beta^{(1)}(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_r}} \frac{|M_{12}|^2 \sigma_{vh} \Gamma_{12}}{(E_{12} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2} \quad (11)$$

$$\beta^{(3)}(\omega, I) = -2\omega \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_r}} \left(\frac{I}{\epsilon_0 n_r c}\right) \times \frac{|M_{12}|^4 \sigma_{vh} \Gamma_{12}}{[(E_{12} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2]^2} \left[1 - \frac{|M_{22} - M_{11}|^2}{|2M_{12}|^2} \times \frac{[(E_{12} - \hbar\omega)^2 - (\hbar\Gamma_{12})^2 + 2E_{21}(E_{21} - \hbar\omega)]}{E_{12}^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2}\right] \quad (12)$$

غیرتشدیدی که بصورت خطی در راستای محور z قطبیده شده است، تابیده می‌شود، میدان لیزری را می‌توان با پتانسیل برداری $A_z(t)$ در چارچوب مرجع کولمبی توصیف کرد. پتانسیل برداری $A_z(t)$ را می‌توان با پتانسیل $A(t)$ با در نظر گرفتن تقریب دو قطبی در جایی که هیچ تغییر فضایی قابل ملاحظه‌ای اتفاق نمی‌افتد، جایگزین کرد [۸]. علاوه بر این، برای یک موج تخت تک فام با فرکانس زاویه‌ای ω ، پتانسیل برداری $A(t) = A_z(t)u_z$ می‌تواند با رابطه‌ی $A(t) = A_z(t)u_z = A_0 \cos(\omega t)u_z$ توصیف شود. در این رابطه، u_z بردار یکه در امتداد جهت پلاریزاسیون و A_0 دامنه‌ی پتانسیل برداری است. معادله شرودینگر وابسته به زمان شبه کلاسیکی را می‌توان با استفاده از تبدیل کرامرز-هنبرگر^۱ با در نظر گرفتن گذار وابسته به زمان $z \rightarrow z + \alpha(t)$ به صورت زیر در چارچوب اندازه حرکت نمایش داد [۹]:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} \right] + V(z + \alpha(t))\right] \psi(z, t) = i\hbar \frac{\partial \psi(z, t)}{\partial t} \quad (8)$$

در این رابطه، $V(z + \alpha(t))$ انرژی پتانسیل وابسته به زمان پوشش‌دهی شده با لیزر^۲ است. انرژی پتانسیل بدست آمده وابسته به فرکانس زاویه‌ای ω و اندازه‌ی میدان لیزری غیرتشدیدی مطابق معادله $\alpha(t) = -\frac{q}{m^*} \int_0^t A(t') dt'$ است. در اینجا $\alpha_0 \sin(\omega t)u_z = \alpha(t)u_z$ پوشش‌دهندگی-لیزری^۳ می‌نامند که با استفاده از رابطه $\alpha_0 = \frac{qA_0}{m^*\omega}$ در یکای نانومتر قابل محاسبه است [۱]. با در نظر گرفتن شرط فرکانس‌های بالا در حل معادله شرودینگر وابسته به زمان می‌توان از بسط سری فوریه - فلوکت^۴ استفاده کرد. هنگامی که فرکانس تابیده شده به اندازه کافی بالا باشد، جمله غالب در سری فوریه - فلوکت، مولفه مرتبه صفر خواهد بود، که معادله شرودینگر وابسته به زمان را به معادله شرودینگر مستقل از زمان به صورت زیر تبدیل می‌کند [۱]:

⁵ COMSOL Multiphysics

⁶ Bound states

⁷ MATLAB Software

¹ Kramers-Henneberger

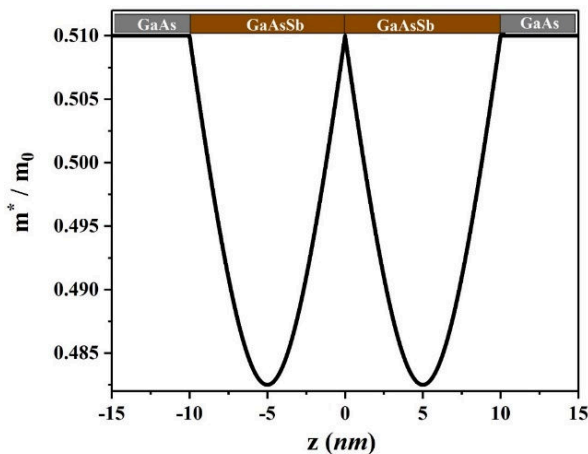
² Laser-dressed

³ Laser-dressing parameter

⁴ Fourier-Floquet series

۳. بحث و نتایج

در این بخش به توصیف نتایج الکترونی و نوری جهت ارزیابی نقش میدان لیزری شدید فرکانس بالای غیرتشدیدی پرداخته شد. برای این منظور، اثر پارامتر پوشش دهندگی- لیزری بر تغییرات پروفایل پتانسیل محدودکنندگی، حالت- های مقید الکترونی درون چاه کوانتومی، توابع موج متناظر و همچنین خواص نوری خطی و غیرخطی مرتبه سوم مطالعه شد. پیش از مطالعه رفتارهای الکترونی و گذارهای نوری، اعتبار معادله ی ۵ بدست آمده، جهت توصیف چگونگی وابستگی فضایی جرم وابسته به موقعیت حفره ی سنگین مورد ارزیابی قرار گرفت. شکل ۱ تغییرات مربوط به نسبت جرم موثر وابسته به موقعیت یک حفره سنگین به جرم الکترون آزاد را برحسب موقعیت مکانی z نشان می دهد. همانگونه که در شکل ۱ نشان داده شده است، نسبت جرم موثر وابسته به موقعیت حفره ی سنگین به جرم الکترون آزاد در ناحیه چاه GaAsSb، توزیعی مشابه با هندسه ی سهموی دوگانه را با پهنای سد مرکزی صفر ارائه داد. با این وجود، توزیع بدست آمده در ناحیه سدهای کناری GaAs، جرم موثر ثابتی را برای حفره سنگین نشان داد. نتایج بدست آمده از شکل ۱ اعتبار معادله ی ۵ را به عنوان رابطه ای که جرم موثر را به عنوان تابعی از هندسه ی پتانسیل چاه تعریف می کند، تایید کرد.



شکل ۱- توزیع جرم موثر حفره ی سنگین در ناحیه چاه کوانتومی به عنوان تابعی از موقعیت .

شکل ۲ تغییرات پروفایل محدودکنندگی پوشش دهی شده با لیزر را بر حسب موقعیت مکانی z به عنوان تابعی از پارامتر

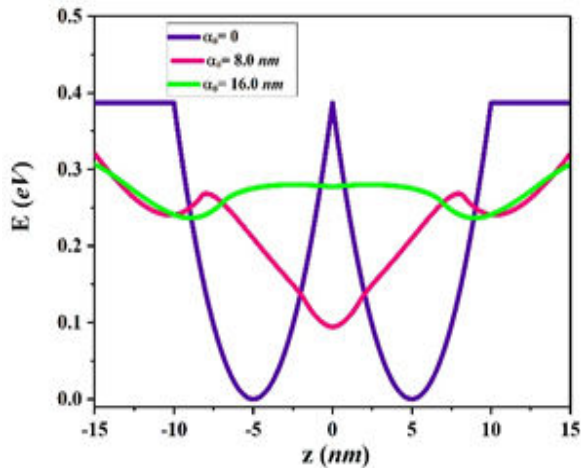
$$\frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} = \frac{1}{2n_r^2 \epsilon_0} |M_{21}|^2 \sigma_v \left[\frac{E_{21} - \hbar\omega}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2} \right] \quad (13)$$

$$\frac{\Delta n^{(3)}(\omega, I)}{n_r} = - \frac{\sigma_v \mu c |M_{21}|^4}{n_r^3 \epsilon_0} \frac{E_{21} - \hbar\omega}{[(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2]^2} \quad (14)$$

در این روابط c سرعت نور، n_r ضریب شکست محیط، μ پذیرفتاری مغناطیسی محیط، ϵ_0 ثابت دی الکتریک خلا، $\epsilon_r = \epsilon_0 n_r^2$ بخش حقیقی ضریب دی الکتریک برای محیط، σ_v چگالی حجمی حفره سنگین در چاه کوانتومی، I شدت نور تابشی، ω فرکانس زاویه ای، $\hbar\omega$ انرژی فوتون تابشی، $E_{21} = E_2 - E_1$ اختلاف انرژی بین تراز پایه و اولین تراز برانگیخته، $\Gamma_{12} = 1/\tau_{in}$ نرخ واهلش مربوط به حامل های بار درگیر در گذارها جایی که τ_{in} زمان واهلش است، عناصر $M_{ij} = |\langle \psi_i(z) | qz | \psi_j(z) \rangle|$ ($i, j = 1, 2$) ماتریس گذار دوقطبی بین ویژه مقادیر ψ_i و ψ_j ، q مقدار بار حفره است. جدول ۱ مقادیر عددی کمیت های فیزیکی استفاده شده در محاسبات عددی و شبیه سازی سیستم چاه کوانتومی مورد مطالعه را فهرست می کند.

جدول ۱- مقادیر عددی مربوط به پارامترهای فیزیکی استفاده شده در محاسبات.

کمیت	مقدار	یکا	رفرنس
m_0	9.11×10^{-31}	kg	—
c	3×10^8	m/s	—
e	1.602×10^{-19}	C	—
ϵ_0	8.854×10^{-12}	C^2/Nm^2	—
μ	$4\pi \times 10^{-7}$	H/m	—
\hbar	1.056×10^{-34}	J.s	—
σ_v	1×10^{24}	m^{-3}	[۱۶]
n_r	$3.3 + 0.5x_{Sb}$	—	[۷]
τ_{in}	45×10^{-15}	s	[۱۶]
I	4×10^8	W/m^2	[۱۷]
a	5	nm	—
x_{max}	0.25	—	—



شکل ۲- تغییر پتانسیل محدودکنندگی باند- ظرفیتی چاه کوانتومی برحسب موقعیت به عنوان تابعی از پارامتر پوشش دهندگی - لیزری.

جدول ۲ ویژه مقادیر متناظر با حالت‌های مقید الکترونی ایجاد شده در چاه کوانتومی را به همراه چگالی احتمال^۴ حضور آنها تحت سه پارامتر پوشش دهندگی- لیزری ($\alpha_0 = 0$ ، $\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$ و $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$) فهرست کرده است. همانگونه که در جدول ۲ مشخص شده است؛ تعداد حالت‌های مقید الکترونی باند - ظرفیتی با اعمال پارامتر پوشش دهندگی - لیزری، ابتدا افزایش و سپس با افزایش دادن آن کاهش یافته است. تعداد حالت‌های مقید مربوط به حفره‌ی سنگین به ترتیب ۱۲، ۱۴ و ۱۲ حالت به ازای $\alpha_0 = 0$ ، $\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$ و $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ بدست آمد. مقایسه ویژه مقادیر انرژی تحت پارامترهای پوشش دهندگی - لیزری متفاوت آشکار می‌کند که با اعمال پارامتر پوشش دهندگی - لیزری $\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$ ، ترازهای انرژی با تبهگنی دوگانه به دو تراز انرژی غیر تبهگن شکسته شدند. علاوه بر این، با افزایش پارامتر پوشش دهندگی - لیزری به $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ مجدداً ترازهای انرژی تبهگن شکل گرفته- اند. شکستن تبهگنی با اعمال میدان لیزری شدید و ظهور مجدد آن بعد از افزایش پارامتر پوشش دهندگی - لیزری برای حالت‌های مقید الکترونی باند - ظرفیتی را می‌توان به تغییر کلی هندسه‌ی چاه پوشش دهی شده با لیزر نسبت داد. تغییر کلی هندسه چاه کوانتومی دوگانه سهموی به یک چاه کوانتومی سه گانه بعد از اعمال میدان لیزری و شکل‌گیری

پوشش دهندگی- لیزری نشان می‌دهد. محاسبات برای سه پارامتر پوشش دهندگی- لیزری ($\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$ ، $\alpha_0 = 0$ و $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$) انجام شدند. همانگونه که در شکل ۲ نشان داده شده است؛ شکل پروفایل پتانسیل محدودکنندگی، تغییرات عمده ای را تحت تابش های لیزری شدید ارائه داد. در شکل ۲ به وضوح دیده می‌شود که اعمال یک میدان لیزری شدید، گذاری را از یک چاه کوانتومی دوگانه به یک نوع چاه سه گانه^۱ متقارن منجر شد. چاه سه گانه متقارن شکل گرفته شده تحت پارامتر پوشش - دهندگی لیزری $\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$ پتانسیلی متشکل از یک چاه عمیق مرکزی به همراه دو چاه کناری کم عمق را نشان داد. گذار چاه کوانتومی دوگانه به یک نوع پتانسیل سه گانه را می‌توان به نقش مبادله ای بین نواحی چاه و سد نسبت داد. علاوه بر این، با افزایش بیشتر پارامتر پوشش دهندگی- لیزری به $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ ، در شکل ۲ دیده می‌شود که حضور میدان های لیزری شدید، هندسه پتانسیل چاه را از یک چاه عمیق مرکزی به یک هندسه دوگانه با یک سد مرکزی گسترده تغییر داد.

در طی یک مطالعه مقایسه‌ای، نتایج بدست آمده در این بخش با یافته‌های منتشر شده توسط دیگر پژوهشگران فعال در این حوزه مقایسه شدند. در پژوهشی که در سال ۲۰۱۲ توسط اونگان^۲ و همکارانش در خصوص اثرات یک میدان لیزری شدید فرکانس - بالا بر روی حالت‌های مقید شکل گرفته شده در درون یک چاه کوانتومی دوگانه مستطیلی انجام شده است، گذاری از یک پتانسیل دوگانه به یک نوع سه گانه تقریباً مشابه با آنچه در این پژوهش مشاهده شده است، گزارش شد [۹]. در مطالعه دیگری نیز که در سال ۲۰۲۰ به توصیف ضرایب جذب نوری و تغییرات ضریب شکست غیرخطی یک چاه کوانتومی دوگانه شبه V- شکل پوشش دهی شده با میدان لیزری تراهرتز می‌پرداخت، لو^۳ و همکاران گذار یک چاه کوانتومی دوگانه به یک پروفایل محدود کنندگی سه گانه را مشاهده کردند [۱۸].

³ Lao

⁴ Probability density

¹ Triple-well

² Ungan

علاوه بر این، یک مطالعه مقایسه‌ای بر روی چگالی‌های احتمال حضور یک حفره سنگین در چاه کوانتومی نشان می‌دهد که اعمال میدان لیزری احتمال حضور این حامل بار را تا دو برابر افزایش داد. با این وجود افزایش بیشتر پارامتر پوشش دهندگی - لیزری این احتمال حضور را به ویژه در ترازهای انرژی پایین به صورت قابل ملاحظه‌ای کاهش داد.

مجدد یک چاه دوگانه با افزایش پارامتر پوشش دهندگی - لیزری را می‌توان عامل اصلی چنین مشاهده‌ای در نظر گرفت. حذف و ظهور حالت‌های مقید الکترونی تبهگن در پتانسیل محدودکنندگی دوگانه‌ی سهموی هنگامی که چاه کوانتومی در معرض تابش‌های لیزری شدید فرکانس - بالا قرار می‌گیرد، می‌تواند به عنوان یک استراتژی عملی برای ترفیع عملکرد تجهیزات الکترونی مورد توجه قرار گرفته شود.

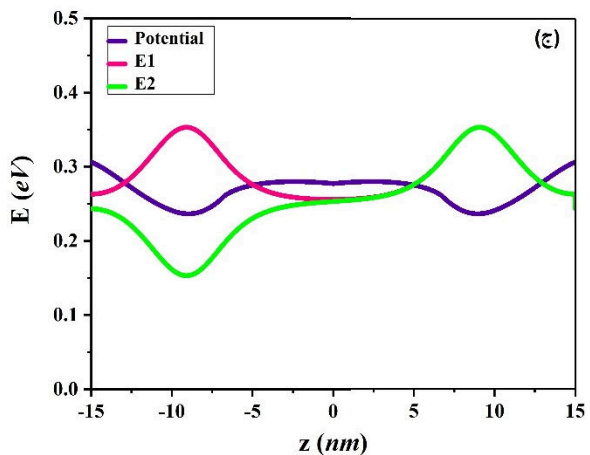
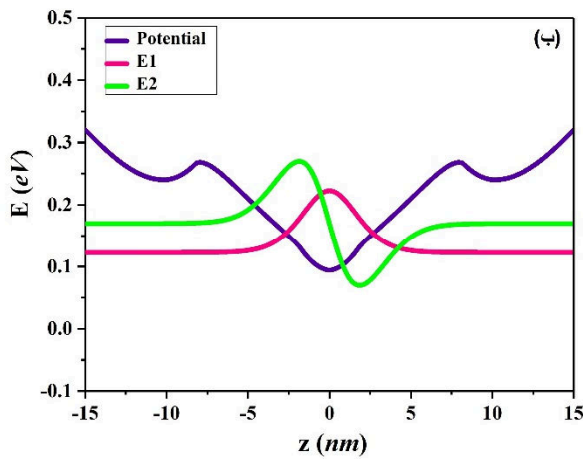
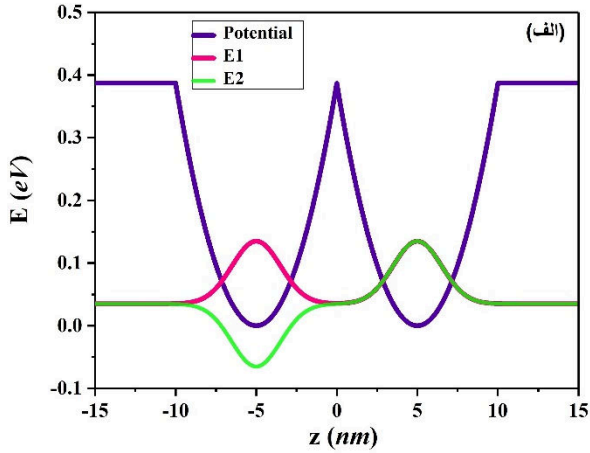
جدول ۲- تحلیل کمی حالت‌های مقید باند- ظرفیت در چاه کوانتومی با ارتفاع سد 0.38687 eV برای سه پارامترهای پوشش دهندگی - لیزری.

حالت‌های مقید	ویژه مقادیر انرژی (eV)			چگالی احتمال (a.u)		
	$\alpha_0 = 0$	$\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$	$\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$	$\alpha_0 = 0$	$\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$	$\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$
تراز اول	0.034788	0.122615	0.253115	0.500056	0.999658	0.012061
تراز دوم	0.034791	0.169830	0.253122	0.499947	0.989102	0.011241
تراز سوم	0.104460	0.203952	0.277990	0.500616	0.912364	0.429089
تراز چهارم	0.104530	0.232886	0.279535	0.499442	0.680102	0.181178
تراز پنجم	0.173610	0.254396	0.286282	0.505576	0.159034	0.551065
تراز ششم	0.174280	0.258405	0.294754	0.495244	0.046604	0.469390
تراز هفتم	0.241100	0.264981	0.303105	0.518715	0.263870	0.285014
تراز هشتم	0.244700	0.282371	0.312703	0.484342	0.215054	0.309693
تراز نهم	0.304970	0.293323	0.323885	0.538717	0.146295	0.377333
تراز دهم	0.316550	0.303148	0.337632	0.445580	0.165153	0.322363
تراز یازدهم	0.366140	0.318237	0.353117	0.454419	0.240596	0.329819
تراز دوازدهم	0.383760	0.333553	0.370234	0.255445	0.200182	0.371057
تراز سیزدهم	—	0.349828	—	—	0.220844	—
تراز چهاردهم	—	0.369534	—	—	0.281182	—

غیاب میدان‌های لیزری شدید غیرتشدیدی، توابع موج مربوط به حالت پایه و اولین حالت برانگیخته به طور مساوی در هر دو تک چاه کوانتومی به ترتیب به صورت متقارن و پادمقارن توزیع شده‌اند. چنین توزیعی در حقیقت ناشی از پدیده تونل‌زنی از طریق ماده سد مرکزی است که باعث شکل‌گیری حالت‌های تبهگن دوتایی (حالت پایه و اولین حالت برانگیخته) از یک حالت پایه مربوط به تک چاه کوانتومی شده است [۱]. حالت‌های تبهگن دوتایی مشاهده شده با توزیع‌های متقارن و پادمقارن در هر دو تک چاه کوانتومی در نهایت منجر به همپوشانی بیشینه بین توابع موج

به دلیل شمار بالای تعداد حالت‌های مقید الکترونی ایجاد شده در چاه کوانتومی دوگانه‌ی سهموی باند - ظرفیتی GaAsSb/GaA، دو تا پایین‌ترین حالت مقید (حالت پایه و اولین حالت برانگیخته) برای مطالعه نقش میدان‌های لیزری شدید بر روی مشخصه‌های توزیعی توابع موج الکترونی انتخاب شدند. پروفایل پتانسیل محدودکنندگی پوشش‌دهی شده با لیزر، تراز پایه و اولین تراز برانگیخته و همچنین توابع موج متناظر با آنها برای پارامترهای پوشش دهندگی - لیزری $\alpha_0 = 0$ ، $\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$ و $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ در شکل ۳ نشان داده شده است. شکل ۳ الف نشان می‌دهد که در

داده شود. علاوه بر این مقایسه شکل‌های ۳ الف تا ب نشان می‌دهند که، پهنای موثر چاه کوانتومی با افزایش پارامتر پوشش دهندگی - لیزری افزایش و عمق موثر چاه کاهش یافت.



شکل ۳- تغییر پتانسیل محدودکنندگی پوشش دهی شده با لیزر، حالت های مقید پایه و اولین حالت برانگیخته و توابع موج متناظر در چاه کوانتومی برای (الف) $\alpha_0 = 0$ ، (ب) $\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$ و (ج) $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ به عنوان تابعی از موقعیت.

حالت پایه و اولین حالت برانگیخته خواهند شد که در عمل ظهور مشخصه‌های نوری بیشینه را برای گذارهای نوری بین این دو تراز رقم خواهند زد [۸ و ۱۸].

همانگونه که در شکل ۳ ب نشان داده شده است، اعمال میدان لیزری در مقایسه با شکل ۳ الف منجر به شکل‌گیری حالت پایه و اولین حالت برانگیخته غیرتبهگن در چاه‌های کوانتومی سه‌گانه پوشش‌دهی شده با لیزر شد. حالت‌های غیرتبهگن ظاهر شده تحت پارامترهای پوشش دهندگی - لیزری $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ ، کاهش همپوشانی توابع موج حالت پایه و اولین حالت برانگیخته و همچنین تضعیف شدن توابع نوری ناشی از گذارهای متناظر بین آنها را نتیجه خواهد داد. حضور حالت‌های مقید غیر تبهگن را می‌توان ناشی از تمایل حالت پایه و اولین حالت برانگیخته برای قرار گرفتن در تک چاه کوانتومی جدیدی که در وسط پروفایل محدودکنندگی سه‌گانه پوشش دهی شده با پارامتر پوشش دهندگی - لیزری $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ تشکیل شده است، نسبت داد.

در حقیقت، حفره سنگین درون چاه کوانتومی باند - ظرفیتی دوگانه سهموی هنگامی که تحت تابش پارامترهای پوشش دهندگی - لیزری $\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$ قرار گرفتند، در تراز پایه و اولین تراز برانگیخته یک تک چاه کوانتومی را به جای یک چاه کوانتومی دوگانه تجربه کردند.

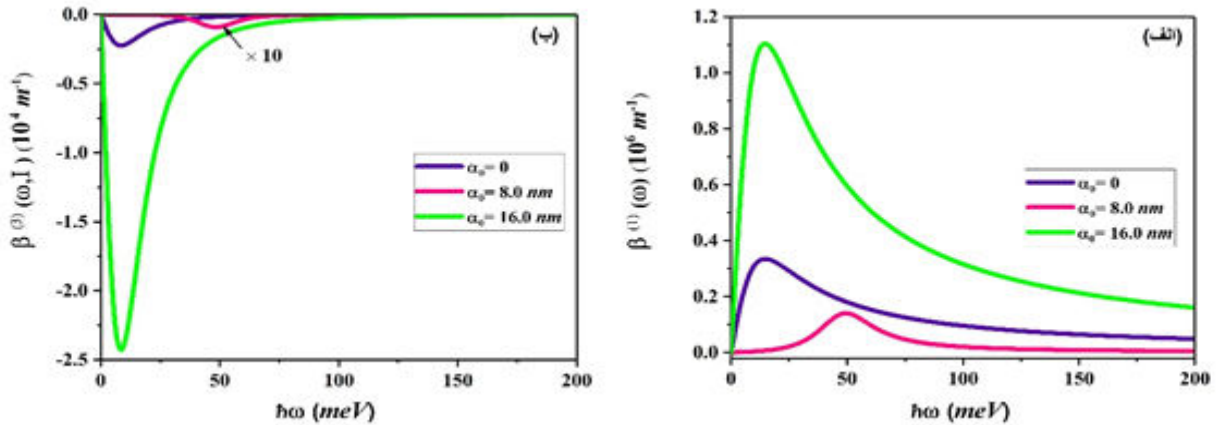
از شکل ۳ ج واضح است که بعد از افزایش پارامتر پوشش دهندگی - لیزری به $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ حالت پایه و اولین حالت برانگیخته، ویژگی تبهگنی همراه با توزیع‌های متقارن و پادمتقارن خود را که بعد از اعمال میدان لیزری از دست داده بودند، بعد از تابش میدان لیزری بزرگتر مجدداً نشان دادند. علاوه بر این، توزیع‌های بدست آمده در درون چاه کوانتومی سهموی در حضور پارامتر پوشش دهندگی - لیزری $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ (شکل ۳ ج) مشابه توزیع‌های بدست آمده در غیاب میدان‌های لیزری (شکل ۳ الف) بودند. تبهگنی مشاهده شده تحت پارامتر پوشش دهندگی - لیزری $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ می‌تواند به پدیده‌ی تونل‌زنی در ناحیه پایینی چاه کوانتومی دوگانه‌ی پوشش‌دهی شده با لیزر جایی که حالت پایه و اولین حالت برانگیخته ظاهر شدند، نسبت

منحنی‌های ترسیم شده در شکل ۴ الف و ب نشان می‌دهند که بزرگی ضرایب جذب نوری خطی و غیرخطی مرتبه سوم با در نظر گرفتن توزیع منفی تابع غیرخطی (معادله ۱۲)، کاهش شدیدی را بعد از اعمال میدان لیزری در پارامتر پوشش دهندگی - لیزری در $\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$ نشان می‌دهند. کاهش شدید شدت پیک‌های جذبی بدون شک به شکسته شدن حالت تبهگنی و کاهش همپوشانی بین توابع موج مربوط به تراز پایه و اولین تراز برانگیخته هنگامی که چاه کوانتومی تحت تابش پارامتر پوشش دهندگی - لیزری $\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$ قرار گرفته است، مرتبط است (ارجاع به شکل ۳). این رفتار می‌تواند با دنبال کردن روند عناصر ماتریس گذار دوقطبی ($|M_{21}|^2$ و $|M_{22} - M_{11}|^2$) به عنوان تابعی از پارامتر پوشش دهندگی - لیزری مشخص شود. همانگونه که در جدول ۳ مشخص شده است، مقادیر بدست آمده برای $|M_{22} - M_{11}|^2$ در مقایسه با مواردی که برای $|M_{21}|^2$ محاسبه شده‌اند، کوچک و قابل صرفنظر کردن است. بنابراین، احتمال تخمین زدن روند تغییرات پیک‌های تشدید مشخصه‌های جذب نوری تنها با استفاده از روند تغییرات $|M_{21}|^2$ منطقی خواهد بود. یک نگاه مقایسه‌ای در نتایج ارائه شده در شکل ۴ و آنهایی که در جدول ۳ گزارش شده‌اند، یک همبستگی عالی را بین روند کاهشی پیک‌های تشدید جذب نوری با روند کاهشی $|M_{21}|^2$ بعد از اعمال میدان لیزری، نشان می‌دهد.

با این وجود افزایش پارامتر پوشش دهندگی - لیزری به $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ منجر به ظهور پیک‌های تشدید قوی‌تری نسبت دو حالت $\alpha_0 = 0$ و $\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$ شده است. یک نگاه دقیق در شکل ۳ ج آشکار می‌کند که تشدید قوی‌تر نتیجه شده تحت پارامترهای پوشش دهندگی - لیزری $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ به همپوشانی بیشینه توابع موج تبهگنی که به صورت‌های متقارن و پادمقارن در تک چاه‌های کوانتومی با سد مرکزی گسترده توزیع شده‌اند، مرتبط است. مقدار $|M_{21}|^2$ ارائه شده در جدول ۳ نیز مقدار عددی بزرگتری را به ازای $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ در مقایسه با نتایج متناظر برای $\alpha_0 = 5.0 \text{ nm}$ و $\alpha_0 = 7.5 \text{ nm}$ نشان می‌دهد.

شکل ۴ ضرایب جذب نوری خطی و غیرخطی مرتبه سوم را به عنوان تابعی از انرژی فوتون تابشی برای پارامترهای پوشش دهندگی - لیزری مختلف نشان می‌دهد. جدول ۳ نیز تحلیل عددی مربوط به نتایج گزارش شده در شکل ۴ را فهرست بندی کرده است. شکل ۴ الف و ب به ترتیب توزیع های شبه - گوسین و شبه - گوسین معکوس را نسبت به تغییرات انرژی فوتون تابشی برای مشخصه‌های جذب خطی و غیرخطی ارائه دادند. علت توزیع‌های معکوس ضرایب جذب غیرخطی، مشارکت منفی تابع ضریب جذب غیرخطی است (ارجاع به معادله ۱۲). همانگونه که در شکل ۴ الف و ب ارائه شده است، پیک‌های تشدید ضرایب جذب نوری خطی و غیرخطی مرتبه سوم جابجایی را به سمت انرژی‌های فوتون بیشتر بعد از اعمال میدان لیزری در پارامتر پوشش دهندگی - لیزری $\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$ نشان دادند. جابجایی آبی بدست آمده را می‌توان به افزایش اختلاف انرژی بین تراز پایه و اولین تراز برانگیخته (ΔE_{21}) در جایی که حالت‌های انرژی غیرتبهگن در چاه کوانتومی سه گانه ایجاد شده تحت پوشش دهی لیزری بزرگتر ظاهر شده‌اند، نسبت داد (ارجاع به شکل ۳ ب و جدول ۳).

همانگونه که در شکل ۴ الف و ب نشان داده شده است؛ منحنی‌های ضرایب جذب خطی و غیرخطی مرتبه سوم هنگامی که پارامتر پوشش دهندگی - لیزری به $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ افزایش یافته است، جابجایی را به سمت انرژی‌های فوتون کمتر نشان داده‌اند. جابجایی قرمز بدست آمده را می‌توان به کاهش اختلاف انرژی بین تراز پایه و اولین تراز برانگیخته ($\Delta E_{21} = 0$) در جایی که حالت‌های انرژی تبهگن در چاه کوانتومی دوگانه با سد مرکزی پهن شده تحت پوشش دهی لیزری بزرگتر مجدداً ظاهر شده‌اند، نسبت داد (ارجاع به شکل ۳ ج و جدول ۳). از نتایج گزارش شده در جدول ۳ می‌توان نتیجه گرفت که مشخصه‌های جذب نوری خطی و غیرخطی مرتبه سوم از یک فرایند تک - فوتونی در جایی که انرژی فوتون تابشی پیک‌های جذبی ($\hbar\omega$) با شرط $\hbar\omega \geq \Delta E_{21}$ را برآورده می‌کنند، منتج شدند.



شکل ۴- تغییر ضریب جذب (الف) خطی و (ب) غیرخطی مرتبه سوم به عنوان تابعی از انرژی فوتون تابشی برای سه پارامترهای پوشش دهندگی-لیزری

جدول ۳- تحلیل کمی مشخصه های جذب نوری خطی و غیرخطی مرتبه سوم در چاه کوانتومی برای سه پارامتر پوشش دهندگی - لیزری.

α_0 (nm)	ΔE_{21} (meV)	$(\hbar\omega)_{\beta^{(1)}} (meV)$	$(\hbar\omega)_{\beta^{(3)}} (meV)$	$ M_{21} ^2 (m. s. A)^2$	$ M_{22} - M_{11} ^2 (m. s. A)^2$
0	3.00×10^{-5}	14.71	8.69	6.41×10^{-55}	1.47×10^{-68}
8	0.04721	49.49	48.16	4.07×10^{-56}	4.30×10^{-70}
16	0	14.71	8.69	2.11×10^{-54}	2.34×10^{-63}

این پدیده ناشی از اختلاف انرژی نزدیک به صفر بین حالت-های تبهگن تراز پایه و اولین تراز برانگیختگی تحت $\alpha_0 = 0$ و $\alpha_0 = 16.0$ nm است (جدول ۳). داده‌های بدست آمده از تغییرات در ضرایب شکست خطی و غیرخطی مرتبه سوم جابجایی آبی را به سمت انرژی‌های فوتون بیشتر بعد از اعمال میدان لیزری و سپس جابجایی قرمز به سمت انرژی‌های فوتون کمتر را با افزایش یافتن بیشتر پارامتر پوشش دهندگی-لیزری نشان داد که در توافق با نتایج بدست آمده از مشخصه‌های جذب نوری بود. علاوه براین، اختلاف ارتفاع بین نقاط بیشینه و کمینه در منحنی‌های مربوط به ضرایب شکست خطی و غیرخطی بعد از اعمال میدان لیزری کاهش و سپس افزایش یافت. روند تغییرات مشاهده شده برای مشخصه‌های شکست نوری خطی و غیرخطی مشابه با روند تغییرات بدست آمده برای ضرایب جذب نوری هنگامی که پارامتر پوشش دهندگی-لیزری بیشتر افزایش یافته است، بدست آمد.

یک نگاه کلی در شکل های ۴ و ۵ نشان می‌دهد که هنگامی که چاه کوانتومی دوگانه‌ی سهموی باند - ظرفیتی GaAsSb/GaAs در معرض تابش‌های لیزری با پارامترهای

شکل ۵ تغییرات ضرایب شکست خطی و غیرخطی مرتبه سوم را به عنوان تابعی از انرژی فوتون تابشی برای پارامترهای پوشش دهندگی - لیزری مختلف نشان می‌دهد. از شکل ۵ الف واضح است که منحنی‌های تغییرات ضرایب شکست خطی یک ساختار قله به دره مانند را در اطراف نقاط صفری که معادل با محل پیک‌های تشدید در منحنی-های جذبی متناظر هستند، ارائه دادند. با این وجود، منحنی-های مربوط به ضرایب شکست غیرخطی یک ساختار دره به پیک مانند را در اطراف نقاط صفری معادل با موقعیت پیک‌های جذب غیرخطی دنبال کردند (شکل ۵ ب). روند متضاد دیده شده در منحنی‌های شکست غیرخطی در مقایسه با منحنی‌های شکست خطی را همانگونه که انرژی‌های فوتون‌های تابشی افزایش می‌یابند، می‌توان به توزیع منفی تابع شکست غیرخطی نسبت داد (معادله ۱۴).

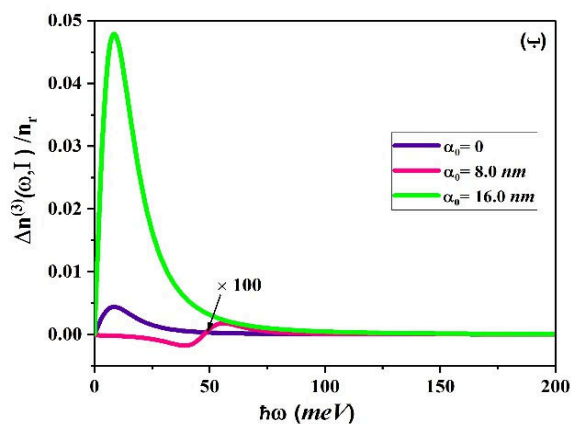
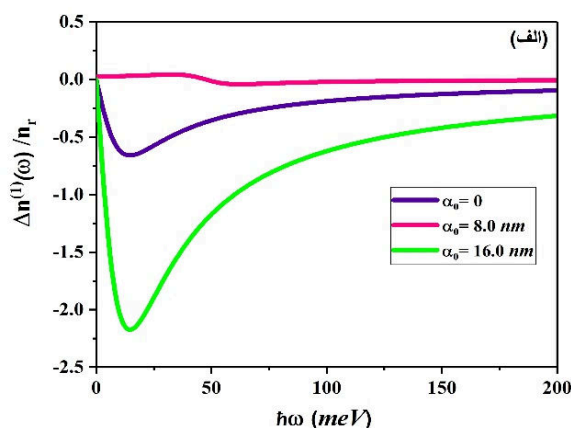
یک نگاه دقیق در شکل ۵ الف و ب به ترتیب غیبت نقاط بیشینه و کمینه مربوط به ضرایب شکست خطی و غیرخطی مرتبه سوم را در غیاب میدان‌های لیزری و در حضور پارامتر پوشش دهندگی - لیزری $\alpha_0 = 16.0$ nm آشکار ساخت.

پوشش دهندگی - لیزری $\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$ و $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ قرار می‌گیرد، پیک‌های تشدیدی مشخصه‌های غیرخطی تغییرات قوی‌تری را در مقایسه با تغییرات شدت مشخصه‌های خطی آشکار می‌کنند. چنین رخدادی ناشی از این حقیقت است که معادلات غیرخطی مرتبه سوم $\beta^{(3)}(\omega, I)$ و $\frac{\Delta n^{(3)}(\omega, I)}{n_r}$ تابعی از توان چهارم عنصر ماتریس گذار دوقطبی ($|M_{12}|^4$) هستند، در حالی که معادلات خطی $\beta^{(1)}(\omega)$ و $\frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r}$ تابعی از توان دوم عنصر ماتریس گذار دوقطبی ($|M_{12}|^2$) می‌باشند.

۴. نتیجه‌گیری

نتایج نشان دادند که اعمال پرتوهای لیزری شدید منجر به تغییر شکل موثر پتانسیل محدودکنندگی شد، به گونه‌ای که با اعمال میدان لیزری، چاه کوانتومی دوگانه سهموی به یک نوع چاه کوانتومی سه‌گانه شامل یک چاه عمیق مرکزی و دو چاه کم عمق کناری مبدل شد. یافته‌ها نشان دادند که با افزایش قدرت میدان لیزری، چاه‌های کناری کم عمق از بین رفته و چاه عمیق مرکزی به دو چاه کم عمق با یک سد مرکزی گسترده شکافته شد. پهنای موثر چاه افزایش و عمق موثر چاه کاهش یافت. مطالعات الکترونی چاه کوانتومی باند - ظرفیتی آشکار کردند که اعمال میدان بدلیل از بین بردن اثرات ناشی از تونل‌زنی در چاه کوانتومی دوگانه منجر به شکاف بین ترازهای انرژی تبهگن شد. افزایش پارامتر پوشش‌دهندگی لیزری مجدداً حالت‌های انرژی تبهگن را ظاهر و نتیجتاً گذارهای نوری درون باندی را دستخوش تغییرات قابل ملاحظه‌ای کرد. محاسبات انجام شده بیانگر جابجایی آبی طیف‌های نوری به سمت انرژی‌های فوتون بالاتر به همراه کاهش در بزرگی ضرایب جذب و تغییرات ضرایب شکست خطی و غیرخطی مرتبه سوم بود که بعد از اعمال میدان لیزری رخ داد. با این وجود، افزایش پارامتر پوشش‌دهندگی لیزری موجب جابجایی قرمز طیف‌های نوری به سمت انرژی‌های فوتون کمتر به همراه افزایش قابل ملاحظه‌ای در بزرگی مشخصه‌های نوری شد. یافته‌های پژوهش حاضر به طور موثری می‌تواند در طراحی و ساخت

پوشش دهندگی - لیزری $\alpha_0 = 8.0 \text{ nm}$ و $\alpha_0 = 16.0 \text{ nm}$ قرار می‌گیرد، پیک‌های تشدیدی مشخصه‌های غیرخطی تغییرات قوی‌تری را در مقایسه با تغییرات شدت مشخصه‌های خطی آشکار می‌کنند. چنین رخدادی ناشی از این حقیقت است که معادلات غیرخطی مرتبه سوم $\beta^{(3)}(\omega, I)$ و $\frac{\Delta n^{(3)}(\omega, I)}{n_r}$ تابعی از توان چهارم عنصر ماتریس گذار دوقطبی ($|M_{12}|^4$) هستند، در حالی که معادلات خطی $\beta^{(1)}(\omega)$ و $\frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r}$ تابعی از توان دوم عنصر ماتریس گذار دوقطبی ($|M_{12}|^2$) می‌باشند.



شکل ۵- تغییر ضریب شکست (الف) خطی و (ب) غیرخطی مرتبه سوم به عنوان تابعی از انرژی فوتون تابشی برای سه پارامترهای پوشش دهندگی - لیزری.

مشخصه‌های الکترونیکی و اپتیکی بدست آمده در این تحقیق می‌توانند با نتایج گزارش شده از سوی دیگر پژوهشگران این حوزه مورد مقایسه قرار گیرند. در این خصوص کاساپ اغلو و همکارانش در سال ۲۰۲۳ با افزایش پارامتر لیزر به بررسی تغییرات ضرایب جذب و شکست خطی و غیر خطی چاه دوگانه پارابولیک - گاووسی ماده

- field on quantum well with the improved Tietz potential, *Phys. B Condens. Matter.* (2024) 415797.
- [16] S.E. Okan, H. Akbas, S. Aktas, M. Tomak, Binding energies of helium-like impurities in parabolic quantum wells under an applied electric field, *Superlattices Microstruct.* **28** (2000) 171–176.
- [17] E.C. Niculescu, L.M. Burileanu, Nonlinear optical absorption in inverse V-shaped quantum wells modulated by high-frequency laser field, *Eur. Phys. J. B.* **74** (2010) 117–122.
- [18] A. Haghightazadeh, A. Attarzadeh, A. Salman Durmuslar, E.B. Al, F. Ungan, Modeling of electronic spectra and optical responses of a semiconductor AlGaAs/GaAs quantum well with three-step barriers: the role of external perturbations and impurity, *Eur. Phys. J. Plus.* **139** (2024) 353.
- [19] S. Maleki, A. Haghightazadeh, A. Attarzadeh, Linear and nonlinear optical properties of laser-dressed V-shaped gallium arsenide/gallium arsenide antimonide/gallium arsenide quantum wells with different dressing parameters: a theoretical modeling, *J. Nanophotonics.* **18** (2024) 26001.
- [20] M. Sayrac, H. Dakhlaoui, W. Belhadj, F. Ungan, Effect of structural parameters and applied external fields on the third harmonic generation coefficient of AlGaAs/GaAs three-step quantum well, *Eur. Phys. J. Plus.* **139** (2024) 1–10.
- [21] T. Sahu, A.K. Panda, S. Palo, Parabolic double quantum well structures: Study of multisubband electron mobility, in: 2012 *Int. Conf. Emerg. Electron., IEEE*, 2012: pp. 1–4.
- [22] J. Zhang, J. Tang, Y. Kang, F. Lin, D. Fang, D. Wang, X. Fang, X. Wang, Z. Wei, Structural and spectroscopy characterization of coaxial GaAs/GaAsSb/GaAs single quantum well nanowires fabricated by molecular beam epitaxy, *CrystEngComm.* **21** (2019) 4150–4157.
- [23] M. Levinstein, Handbook series on semiconductor parameters, World Scientific, 1997.
- [24] A. Radu, Laser-dressing of electronic quantum states in graded semiconductor nanostructures, *Solid State Commun.* **157** (2013) 11–15.
- [25] F.A.T.H. Ungan, S. Pal, M.K. Bahar, M.E. Mora-Ramos, Nonlinear optical properties of morse quantum well modulated by THz laser fields, *Phys. E Low-Dimensional Syst. Nanostructures.* **113** (2019) 86–91.
- [26] F. Ungan, U. Yesilgul, S. akiro lu, E. Kasapoglu, A. Erol, M.C. Arikan, H. Sar, I. Sökmen, Effects of an intense, high-frequency laser field on bound states in Ga_{1-x}ln_xNyAs_{1-y}/GaAs double quantum well, *Nanoscale Res. Lett.* **7** (2012) 606.
- [27] A. Radu, E.C. Niculescu, M. Cristea, Laser dressing effects on the energy spectra in different shaped quantum wells under an applied electric field, *J. Optoelectron Adv Mater.* **10** (2008) 2555.
- [28] F.M.S. Lima, M.A. Amato, O.A.C. Nunes, A.L.A. Fonseca, B.G. Enders, E.F. da Silva Jr, Unexpected transition from single to double quantum well potential induced by intense laser fields in a semiconductor quantum well, *J. Appl. Phys.* **105** (2009) 123111.
- [29] J.A. Vinasco, A. Radu, E. Niculescu, M.E. Mora-Ramos, E. Feddi, V. Tulupenکو, R.L. Restrepo, E. Kasapoglu, A.L. Morales, C.A. Duque, Electronic states in GaAs-(Al, Ga) As eccentric quantum rings under nonresonant intense laser and magnetic fields, *Sci. Rep.* **9** (2019) 1–17.
- [30] J.A. Osorio, D. Caicedo-Paredes, J.A. Vinasco, A.L. Morales, A. Radu, R.L. Restrepo, J.C. Martínez-Orozco, A. Tiutiunnyk, D. Laroze, N.N. Hieu, Pyramidal core-shell quantum dot under applied electric and magnetic fields, *Sci. Rep.* **10** (2020) 1–14.
- [31] A.B. COMSOL, COMSOL multiphysics® v. 5.4 reference manual. Stockholm, Sweden, (2019).
- [32] C. Multiphysics, Comsol Multiphysics Reference Guide COMSOL, Inc., Burlington, MA, USA. (2012).
- [33] C. Multiphysics, C. Module, COMSOL multiphysics user's guide, Version: COMSOL Multiphysics. **3** (2014).
- [34] U. Yesilgul, F. Ungan, S.L. Sakiroglu, M.E. Mora-Ramos, C.A. Duque, E.S.N. Kasapoglu, H. Sar, I. Sökmen, Effect of intense high-frequency laser field on the linear and nonlinear intersubband optical absorption coefficients and refractive index changes in a parabolic quantum well under the applied electric field, *J. Lumin.* **145** (2014) 379–386.
- [35] E.S.N. Kasapoglu, H. Sari, I. Sökmen, J.A. Vinasco, D. Laroze, C.A. Duque, Effects of intense laser field and position dependent effective mass in Razavy quantum wells and quantum dots, *Phys. E Low-Dimensional Syst. Nanostructures.* **126** (2021) 114461.
- ابزارهای الکترونوری و نانوفوتونیک مورد استفاده قرار گیرند.
- ### سپاسگزاری
- نویسندگان این مقاله بدینوسیله مراتب قدردانی و تشکر خود را از دانشگاه آزاد اسلامی واحد اهواز بواسطه پشتیبانی فنی از این کار اعلام می‌دارند.
- ### مرجع‌ها
- [1] T.S. Wang, J.T. Tsai, K.-I. Lin, J.-S. Hwang, H.H. Lin, L.C. Chou, Characterization of band gap in GaAsSb/GaAs heterojunction and band alignment in GaAsSb/GaAs multiple quantum wells, *Mater. Sci. Eng. B.* **147** (2008) 131–135.
- [2] J. Todorovic, H. Kauko, L. Ahtapodov, A.F. Moses, P. Olk, D.L. Dheeraj, B.O. Fimland, H. Weman, A.T.J. Van Helvoort, The effects of Sb concentration variation on the optical properties of GaAsSb/GaAs heterostructured nanowires, *Semicond. Sci. Technol.* **28** (2013) 115004.
- [3] X. Wen, A. Arabhavi, W. Quan, O. Ostinelli, C. Mukherjee, M. Deng, S. Frégonèse, T. Zimmer, C. Maneux, C.R. Bolognesi, Performance prediction of InP/GaAsSb double heterojunction bipolar transistors for THz applications, *J. Appl. Phys.* **130** (2021) 34502.
- [4] A. Sharma, T.D. Das, Electronic band structure and optical properties of GaAsSb/GaAs for optoelectronic device applications: A 14 band k.p study, *Opt. Mater. (Amst).* **112** (2021) 110734.
- [5] W.-P. Hong, S.-H. Park, Optical anisotropy in type-II (110)-oriented GaAsSb/GaAs quantum wells, *Solid State Commun.* **314** (2020) 113934.
- [6] X. Gao, X. Fang, J. Tang, D. Fang, D. Wang, X. Wang, R. Chen, S. Xu, Z. Wei, The strain, energy band and photoluminescence of GaAs_{0.92}Sb_{0.08}/Al_{0.3}Ga_{0.7}As multiple quantum wells grown on GaAs substrate, *Solid State Commun.* **309** (2020) 113837.
- [7] U. Yesilgul, F.A.T.H. Ungan, E.B. Al, E.S.N. Kasapoglu, H.N. Sari, I. Sökmen, Effects of magnetic field, hydrostatic pressure and temperature on the nonlinear optical properties in symmetric double semi-V-shaped quantum well, *Opt. Quantum Electron.* **48** (2016) 1–11.
- [8] A.K. Panda, S.K. Palo, N. Sahoo, T. Sahu, Electric field induced non-linear multisubband electron mobility in V-shaped asymmetric double quantum well structure, *Philos. Mag.* **100** (2020) 512–527.
- [9] X. Li, Y. Li, H. Wang, W. Liu, J. Fu, Electro-optical control of spin-orbit coupling in AlInAs/GaInAs single and double quantum wells, *Phys. Lett. A.* **494** (2024) 129280.
- [10] A. Shaer, M.B. Yücel, E. Kasapoglu, Hydrostatic pressure and temperature dependent optical properties of double inverse parabolic quantum well under magnetic field, *Phys. B Condens. Matter.* (2024) 416057.
- [11] J. Wang, K. Guo, Energy spectrum and optical properties in a double parabolic quantum ring: Effects of the impurity, the magnetic field and the spin-orbit interaction, *Opt. Laser Technol.* **174** (2024) 110576.
- [12] N.A. Althumairi, Optical rectification and second harmonic generation in CdSe/MgSe asymmetric double quantum wells, *Heliyon.* **10** (2024).
- [13] A.N. Ikot, I.B. Okon, U.S. Okorie, E. Omugbe, A.-H. Abdel-Aty, L.F. Obagboye, A.I. Ahmadov, N. Okpara, C.A. Duque, H.Y. Abdullah, Exact solutions of position-dependent mass Schrodinger equation with pseudoharmonic oscillator and its thermal properties using extended Nikiforov-Uvarov method, *Zeitschrift Für Angew. Math. Und Phys.* **75** (2024) 18.
- [14] S.M. Nagiyev, A.M. Jafarova, E.I. Jafarov, The Wigner function of a semiconfined harmonic oscillator model with a position-dependent effective mass, *J. Math. Phys.* **65** (2024).
- [15] E. Kasapoglu, M.B. Yücel, C.A. Duque, M.E. Mora-Ramos, Simultaneous effects of the position dependent mass and magnetic

- [41] N. Sahoo, A.K. Sahu, S.K. Palo, Electron mobility in asymmetric coupled AlxGa1-xAs parabolic quantum well structure-Impact of external electric field, *Phys. B Condens. Matter.* **608** (2021) 412798.
- [42] E Kasapoglu, M B Yücel, C A. Duque, Parabolic-Gaussian Double Quantum Wells Under a Nonresonant Intense Laser Field, *Nanomaterials* **13** (2023) 1360.
- [43] K.A. Rodríguez-Magdaleno, F.M. Nava-Maldonado, E. Kasapoglu, M.E. Mora-Ramos, F. Urgan, J.C. Martínez Orozco, Nonlinear absorption coefficient and relative refractive index change for Konwent potential quantum well as a function of intense laser field effect, *Physica E Low Dimens. Syst. Nanostruct.* **148** (2023) 115618.
- [44] U. Yesilgul, E.B. Al, J.C. Martínez-Orozco, R.L. Restrepo, M.E. Mora-Ramos, C.A. Duque, F. Urgan, E. Kasapoglu, Linear and nonlinear optical properties in an asymmetric double quantum well under intense laser field: Effects of applied electric and magnetic fields, *Opt. Mater.* **58** (2016) 107-112.
- [36] E.S.N. Kasapoglu, F. Urgan, U. Yesilgul, The effects of the intense laser field on the optical properties of the asymmetric parabolic quantum well, *Opt. Quantum Electron.* **49** (2017) 175.
- [37] B. Gonzalez, V. Palankovski, H. Kosina, A. Hernandez, S. Selberherr, An energy relaxation time model for device simulation, *Solid. State. Electron.* **43** (1999) 1791-1795.
- [38] E.B. Al, E. Kasapoglu, H.N. Sari, I. Sökmen, Optical properties of spherical quantum dot in the presence of donor impurity under the magnetic field, *Phys. B Condens. Matter.* **613** (2021) 412874.
- [39] J. Lao, K. Guo, J. Lan, X. He, Influence of terahertz field on optical absorption coefficients and refractive index changes in double semi-V-shaped quantum wells, *JOSA B.* **37** (2020) 2308-2313.
- [40] R. En-nadir, H. El Ghazi, W. Belaid, A. Jorio, I. Zorkani, Intraconduction band-related optical absorption in coupled (In, Ga) N/GaN double parabolic quantum wells under temperature, coupling and composition effects, *Results Opt.* **5** (2021) 100154.