

بررسی اثر پتانسیل تحدید کوانتومی و برهمکنش اسپین-مدار بر خواص اپتیکی یک نانوسیم چند لایه

درنا نجفی¹، بهروز واقتی^{2*}

1. دانشجوی دکتری، فیزیک، دانشگاه یاسوج

2. دانشیار، گروه فیزیک، دانشگاه یاسوج

تاریخ دریافت: 1397/06/09 تاریخ پذیرش: 1397/08/20

Investigation of Quantum Confinement Potentials and Spin-Orbit Interaction on the Optical Properties of a Multi-Layer Nanowire

D. Najafi¹, B. Vaseghi^{2*}

1. Ph.D. Student, Physics, Yasouj University

2. Associate Professor, Department of Physics, Yasouj University

Received: 2018/08/31 Accepted: 2018/11/11

Abstract

In this paper, we will study the effect of quantum confinement potential on the linear and nonlinear optical properties of a coaxial quantum wire at the presence of spin-orbit interaction and simultaneous influence of external electric and magnetic fields. To do this by solving the Schrödinger equation numerically, we calculate the energy eigenfunctions and eigenvalues of the system at the presence of spin-orbit interaction and external fields. Using the new eigenfunctions and eigenvalues, we will be able to calculate the absorption coefficient and refractive index and study the effect of quantum confinement and spin-orbit interaction on these optical properties.

Keywords

Multi-Layer Nanowire, Absorption Coefficient, Refractive Index, Quantum Confinement Potential, Spin-Orbit Interaction.

چکیده

در این مقاله به بررسی تأثیر پتانسیل تحدید کوانتومی روی خواص اپتیکی خطی و غیرخطی یک سیم کوانتومی چند لایه در حضور برهمکنش اسپین مدار راشبا که همزمان تحت تأثیر میدانهای الکتریکی و مغناطیسی خارجی قرار دارد، خواهیم پرداخت. بدین منظور ابتدا با حل معادله‌ی شرودینگر، ویژه‌توابع و ویژه‌مقادیر انرژی سیستم در حضور برهمکنش اسپین-مدار و میدانهای خارجی را محاسبه کرده و با روش‌های عددی ویژه‌مقادیر و ویژه‌توابع جدید سیستم را محاسبه می‌کنیم. با استفاده از ویژه‌توابع و ویژه‌مقادیر جدید انرژی قادر خواهیم بود ضرایب جذب و شکست را محاسبه و همزمان به بررسی اثر محدودیت کوانتومی و برهمکنش اسپین-مدار در سیستم بر این خواص اپتیکی بپردازیم.

واژگان کلیدی

نانوسیم چند لایه، ضریب جذب، ضریب شکست، پتانسیل تحدید کوانتومی، برهمکنش اسپین-مدار.

مقدمه

نانو ساختارها طبقه جدیدی از مواد را ارائه داده‌اند که دارای خواص متفاوتی در مقایسه با انواع ملکولی و ساختارهای توده‌ای حالت جامد هستند. وجود اثرات کوانتومی در آنها، رفتار منحصر بفردی که می‌تواند در قطعات جدید الکترونی، نوری، مغناطیسی و ترموالکتریکی استفاده شود را تشدید می‌کند. بنابراین اهمیت پژوهش در مقیاس نانو امری بدیهی است که امروزه توجه بسیاری را به خود جلب کرده است [1-2].

نقش مهم اسپین حامل‌های بار و اثرهایی که واکنش‌های ناشی از وجود اسپین در این ساختارها به وجود می‌آورند، هم به لحاظ تئوری و هم به لحاظ تجربی اهمیت دارد [3-4]. برهم‌کنش اسپین-مدار یکی از مهم‌ترین اثراتی است که از وجود اسپین در این ساختارها ناشی می‌شود [5-10]. دو نوع برهم‌کنش اسپین-مدار مهم در ساختارهای نیم‌رسانا وجود دارند که می‌توان از برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا که ناشی از نبود تقارن در ساختار سیستم و برهم‌کنش اسپین-مدار درسل-هاوس که ناشی از نبود تقارن در کپه ماده هستند نام برد که منشأ بروز پدیده‌های جالبی در ساختارهای کوانتومی بوده و تحقیقات فراوانی بر روی آنها انجام گرفته است [11-13].

اپتیک کوانتومی یکی از زمینه‌های پژوهشی فیزیک نوین است که کاربرد آن بر کاربرد اصول مکانیک کوانتومی

درباره نور و برهم‌کنش آن با ماده استوار است. اخیراً پژوهش‌های فراوانی در زمینه خواص الکترونی و نوری سیتم‌های کوانتومی انجام شده است [14-15] برای بررسی خواص نوری سیستم‌های کوانتومی می‌توان به بررسی خصوصیات هم‌چون پدیده‌های ضریب جذب و شکست خطی و غیر خطی، تولید هماهنگ‌های نوری، ضریب یکسوسازی نوری و ضریب هماهنگ مرتبه دوم و سوم پرداخت [16-17]. در این مقاله با توجه به خواص ویژه نانو سیتم‌های چند لایه از جمله پدیده تونل‌زنی به بررسی ضرایب جذب و شکست خطی و غیر خطی سیستم در حضور برهم‌کنش اسپین-مدار و میدان‌های خارجی خواهیم پرداخت. توجه خود را بیشتر بر اثرات تحدید کوانتومی که شامل اندازه لایه‌ها و ارتفاع سد پتانسیل است معطوف خواهیم کرد. نتایج حاکی از تاثیر ویژه پدیده‌های یاد شده بر خواص نوری سیستم است.

تئوری

همیلتونی الکترون محصور شده در یک سیتم کوانتومی چندلایه (مطابق شکل 1) در تقریب جرم موثر تحت تاثیر برهم‌کنش اسپین-مدار با اعمال میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی خارجی به صورت زیر خواهد بود

$$H = H_0 + H_{SOI} + e\mathbf{F} \cdot \mathbf{r} \quad (1)$$

که در آن H_0 به شکل زیر است [18-19].

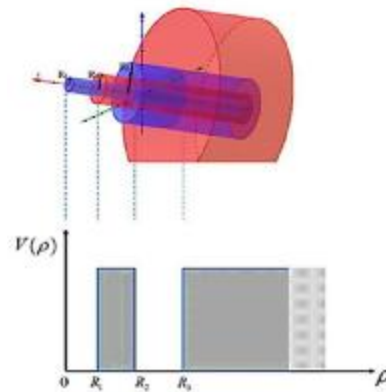
$$H_0 = \frac{1}{2m^*} (P + eA)^2 + V(r) \quad (2)$$

و

$$H_{SOI} = \frac{a}{\hbar} [\mathbf{s} \cdot (\mathbf{P} + e\mathbf{A})] \hat{n} \quad (3)$$

که در معادله (2)، $V(r)$ پتانسیل تحدید کوانتومی و $m^*(r)$ جرم موثر الکترون است

$$V(r) = \begin{cases} 0 & ; 0 \leq r \leq R_1, R_2 \leq r \leq R_3 \\ V_0 & ; R_1 \leq r \leq R_2, r \geq R_3 \end{cases} \quad (4)$$



شکل 1. نمایی از نانوسیم چندلایه

$$c_{n,m}(r) =$$

$$\begin{aligned} & A_{1,1} \frac{M_{ca[1]} \frac{m}{2}, m_1^* g^2 \frac{\ddot{\phi}}{\phi}}{r}; \quad 0 \leq r \leq R_1 \\ & A_{2,1} \frac{M_{ca[2]} \frac{m}{2}, m_2^* g^2 \frac{\ddot{\phi}}{\phi}}{r} + \\ & A_{2,2} \frac{W_{ca[2]} \frac{m}{2}, m_2^* g^2 \frac{\ddot{\phi}}{\phi}}{r}; \quad R_1 \leq r \leq R_2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & A_{3,1} \frac{M_{ca[1]} \frac{m}{2}, m_1^* g^2 \frac{\ddot{\phi}}{\phi}}{r} + \\ & A_{3,2} \frac{W_{ca[1]} \frac{m}{2}, m_1^* g^2 \frac{\ddot{\phi}}{\phi}}{r}; \quad R_2 \leq r \leq R_3 \\ & A_{4,2} \frac{W_{ca[2]} \frac{m}{2}, m_2^* g^2 \frac{\ddot{\phi}}{\phi}}{r}; \quad R_3 \leq r \leq R_4 \end{aligned} \quad (9)$$

که k_z مولفه محوری بردار موج، e^{imj} قسمت سمتی تابع موج، M و W توابع وایتاگر نوع اول و دوم هستند. همچنین مقدار $a[i]$ برابر است با

$$a[i] = \frac{2(-gm + E - V[i])m_i^* - k_z^2}{4m_i^*g} \quad (10)$$

با اعمال شرایط مرزی پیوستگی توابع موج و مشتق آن در مرزها ویژه مقادیر انرژی و ویژه تابع سیستم را از معادلات 6 و 7 و در حضور برهمکنش اسپین-مدار می توان به دست آورد. به دلیل پیچیدگی محاسبات برای حل این معادلات از روش المان محدود استفاده کرده ایم.

$$m^*(r) = \begin{cases} m_1^*; & 0 \leq r \leq R_1, R_2 \leq r \leq R_3 \\ m_2^*; & R_1 \leq r \leq R_1, r \leq R_3 \end{cases} \quad (5)$$

که در معادلات بالا V_0 ارتفاع سد پتانسیل، e بار الکترون، $\mathbf{r} = -\frac{1}{2}\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}$ پتانسیل برداری میدان مغناطیسی (که در دستگاه مختصات استوانه ای بردار مکان به مولفه های متناظر تبدیل شده اند)، $\dot{\mathbf{P}}$ عملگر اندازه حرکت خطی، $\mathbf{s} = (s_x, s_y, s_z)$ ضریب برهمکنش اسپین-مدار، ماتریس پاولی و \hat{n} بردار عمود بر سطح است.

با توجه به اینکه میدان الکتریکی را در جهت شعاعی و میدان مغناطیسی را در جهت محوری نانو سیم چند لایه اعمال کرده ایم، معادله مستقل از زمان شرودینگر سیستم با اثر اسپین-مدار در واحد ریذبرگ موثر با $h = ea_B^*F/Ry^*$ ، $g = ehB/2m^*Ry^*$ موثر بوهر $a_B^* = 4h^2pk_e/m_e^2$ و انرژی موثر ریذبرگ $Ry^* = e^2/8pk_e a_B^*$ به صورت زیر درمی آید [19]

$$\begin{aligned} & \frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 \psi - E_{\pm} \psi + \frac{Ry^*hr}{a_B^*} \psi + \frac{2(m-1)\hbar^2}{2r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \\ & + \frac{am^*Ry^*g}{\hbar^2} C_{\pm y} \psi + iak_z C_{\pm y} \psi = C_{\pm y} \psi \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 \psi - E_m \psi + \frac{Ry^*hr}{a_B^*} \psi - \frac{2(m+1)\hbar^2}{2r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \\ & - \frac{am^*Ry^*g}{\hbar^2} C_{\pm y} \psi - iak_z C_{\pm y} \psi = C_{\pm y} \psi \end{aligned} \quad (7)$$

که در معادلات بالا Y ویژه توابع H_0 بوده که به صورت زیر است:

$$y_{n,m,k_z} = \frac{1}{\sqrt{2p}} e^{imj} e^{ik_z z} c_{m,n}(r) \quad (8)$$

در معادله بالا قسمت شعاعی تابع موج نیز در نواحی مختلف سیم بر حسب توابع وایتاگر به صورت زیر است

در روابط بالا $E_{ji} = E_{21} = E_2 - E_1$ و $M_{ij} = \left| \langle y_i | er | y_j \rangle \right|$ ممان دوقطبی الکتریکی القایی است. با محاسبه $a^1(w)$ و $a^3(w)$ ضریب جذب نوری کل به صورت زیر خواهد بود

$$a(I, w) = a^1(w) + a^3(I, w) \quad (15)$$

علاوه بر این y_i و y_j به ترتیب تابع موج دوتراز متفاوت انرژی هستند که امکان گذار مجاز برای آنها مهیا است و در معادلات با اندیس 1 و 2 نشان داده شده‌اند. با استفاده از توابع موج و انرژی‌های محاسبه شده در قسمت قبل امکان محاسبه ضرایب جذب و شکست و بررسی تاثیر عوامل خارجی و به ویژه اسپین-مدار بر آن امکان‌پذیر است.

همچنین با استفاده از رابطه‌های زیر ضریب شکست مرتبه اول و سوم را به دست آورده‌ایم

$$\frac{Dn^{(1)}(w)}{n_r} = \frac{s_v |M_{21}|^2 \frac{\dot{e}}{\dot{e}} E_{21} - \hbar w}{2n_r^2 e_0 \left[\frac{\dot{e}}{\dot{e}} (E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar G_2)^2 \right]} \frac{\dot{u}}{\dot{u}} \quad (16)$$

$$\frac{Dn^{(3)}(w)}{n_r} = \frac{s_v |M_{21}|^2 m c I}{2n_r^3 e_0 \left[(E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar G_2)^2 \right]^2} \cdot \left[4(E_{21} - \hbar w) |M_{21}|^2 - \frac{(M_{22} - M_{11})^2}{(E_{21})^2 + (\hbar G_2)^2} \right] \cdot \left\{ (E_{21} - \hbar w) [E_{21} (E_{21} - \hbar w) - (\hbar G_2)^2] - (\hbar G_2)^2 (2E_{21} - \hbar w) \right\} \quad (17)$$

که n_r ضریب شکست است. تغییرات کل ضریب شکست نیز به صورت زیر درمی‌آید

ضرایب جذب و شکست خطی و غیر خطی

به منظور محاسبه تغییرات ضریب شکست و ضریب جذب نوری خطی و غیرخطی مرتبه سوم در یک سیستم کوانتومی 2 ترازه می‌توانیم از روش ماتریس چگالی و روش تکرار استفاده کنیم؛ بدین منظور بردار میدان الکتریکی یک موج نوری می‌تواند به صورت زیر نوشته شود

$$E(t) = \left(\tilde{E} e^{i\omega t} + \tilde{E}^* e^{-i\omega t} \right) \quad (11)$$

این میدان برهمکنش وابسته به زمان را ایجاد می‌کند. در اثر اعمال میدان الکترومغناطیسی خارجی محیط قطبیده شده و این قطبیدگی را می‌توان به صورت زیر تعریف کرد

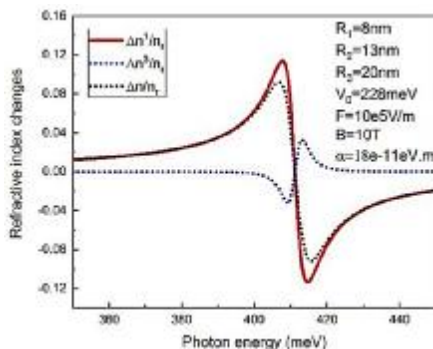
$$P(t) = e_0 \left[c^{(1)} E(t) + c^{(2)} E(t)^2 + c^{(3)} E(t)^3 + L \right] \quad (12)$$

در این رابطه $C^{(1)}$ پذیرفتاری مرتبه اول، $C^{(2)}$ پذیرفتاری مرتبه دوم و $C^{(3)}$ پذیرفتاری مرتبه سوم است. با کمک روش تکرار و ماتریس چگالی ابتدا پذیرفتاری مرتبه اول و سوم را محاسبه کرده و سپس با کمک آنها ضریب جذب خطی و غیر خطی را محاسبه می‌کنیم [20-25].

$$a^1(w) = w \sqrt{\frac{m s_v |M_{21}|^2 \hbar G_2}{e R (E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar G_2)^2}} \quad (13)$$

$$a^3(w) = -w \sqrt{\frac{m \hbar I}{e R \frac{\dot{e}}{\dot{e}} 2e_0 n_r c \frac{\dot{u}}{\dot{u}}}} \cdot \frac{s_v |M_{21}|^2 \hbar G_2}{\left[(E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar G_2)^2 \right]^2} \cdot \left[4|M_{21}|^2 - \frac{(M_{22} - M_{11})^2}{1} \right] \cdot \left[\frac{3E_{21}^2 - 4E_{21} \hbar w + \hbar^2 (w^2 - G_2^2)}{E_{21}^2 + (\hbar G_2)^2} \right] \quad (14)$$

آلومینیوم $x = 0.4$ است، ترسیم شده‌اند. در شکل‌ها مشاهده می‌شود که سیستم یاد شده دارای خواص اپتیکی خطی و غیر خطی واضحی در حضور اثر اسپین-مدار است و به ازاء پارامترهای مشخص شده قله‌های ضریب جذب و شکست دارای مقدار مشخص و در انرژی خاصی از فوتون‌های فرودی اتفاق می‌افتند. در شکل‌های 4 و 5، اثرات همزمان اسپین-مدار و پهنای سد پتانسیل بر روی ضرایب جذب و شکست بررسی شده‌اند. از شکل‌ها دریافت می‌شود که به ازاء مقدار ثابتی از R_2 ضریب برهمکنش اسپین-مدار (a) که نشان‌دهنده قدرت برهمکنش اسپین-مدار است تأثیر یکنواختی بر مکان و اندازه قله‌های ضرایب جذب و شکست ندارد؛ به طوری که نسبت به حالت $a = 0$ در $a = 20e^{-11}eVm$ قله‌ها به سمت انرژی‌های بزرگ‌تر جابه‌جا شده‌اند و اندازه آنها افزایش یافته ولی به ازاء $a = 18e^{-11}eVm$ قله‌ها به سمت انرژی‌های کمتر جابه‌جا شده‌اند. در اینجا اثرات R_2 نیز در a ‌های مختلف یکسان نبوده به طوری که در $a = 0$ با افزایش R_2 مکان قله‌ها به سمت انرژی‌های بیشتر جابه‌جا شده و اندازه آن تغییر نکرده، در $a = 20e^{-11}eVm$ با افزایش a اندازه قله‌ها افزایش یافته ولی در $a = 18e^{-11}eVm$ اندازه قله‌ها کاهش یافته است. نتایج حاکی از تقابل اثر تونل‌زنی و اسپین-مدار بر ترازهای انرژی و توابع موج متناظر بوده که منجر به افزایش یا کاهش اختلاف انرژی ترازها و در نتیجه تغییر M_{12} ها شده است و اثرات یکنواختی را به وجود نمی‌آورد.



شکل 3. ضریب شکست خطی، غیر خطی و کل بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی به ازاء پارامترهای مشخص شده

$$\frac{Dn(w)}{n_r} = \frac{Dn^{(1)}(w)}{n_r} + \frac{Dn^{(3)}(w)}{n_r} \quad (18)$$

در معادلات بالا، G_2 آهنگ واهلش، ϵ_0 ثابت دی‌الکتریک خلا، S_v چگالی حاملان بار، m تراوایی و $I = 2e_0 n_r c |E|^2$ شدت میدان الکترومغناطیسی فرودی است.

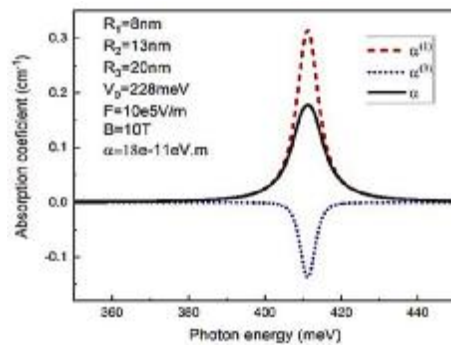
بحث و نتیجه‌گیری

در این قسمت به بررسی ضرایب جذب و شکست سیم کوانتومی چند لایه در حضور اثر اسپین-مدار راشبا خواهیم پرداخت. در مقاله حاضر توجه خود را بیشتر به آثار محدودیت کوانتومی از جمله R_2 (پهنای سد)، R_3 (پهنای چاه) و همچنین پتانسیل محدودیت V_0 معطوف خواهیم کرد و اثرات همزمان این پارامترها را بر خواص اپتیکی سیستم و در حضور اثر اسپین-مدار راشبا بررسی خواهیم کرد. محاسبات را برای یک سیم کوانتومی با پارامترهای زیر انجام داده‌ایم [26]:

$$m_{GaAs}^* = 0.067m_e, m_{Ga_{1-x}Al_xAs}^* = 0.0m_e$$

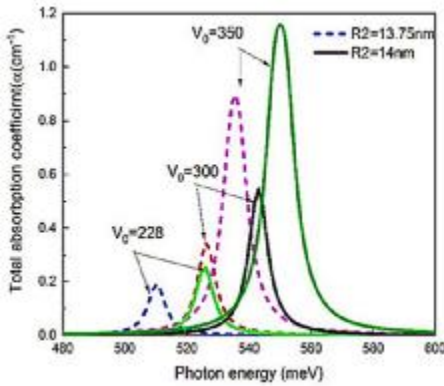
$$s_n = 3 \cdot 10^{23} m^{-3}, G_2 = 1/T_0, T_0 = 0.2 ps$$

m_e جرم الکترون آزاد است.

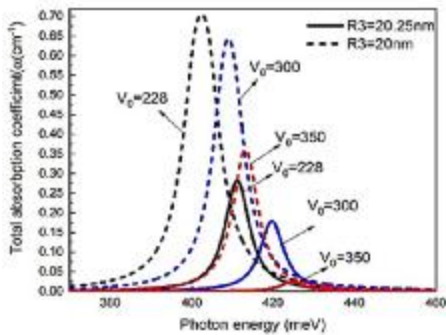


شکل 2. ضریب جذب خطی، غیر خطی و کل بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی و به ازاء پارامترهای مشخص شده

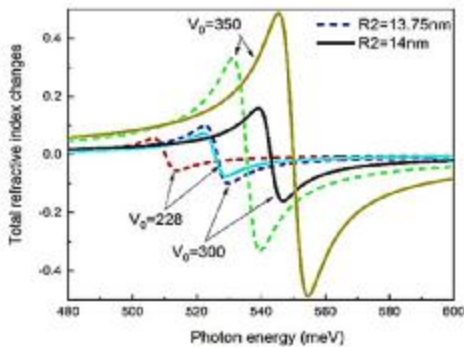
در شکل‌های 2 و 3، ضرایب جذب و تغییرات ضریب شکست خطی، غیر خطی و کل سیستم به ازاء مقادیر نوعی از پارامترها و $V_0 = 228meV$ که متناظر با غلظت



شکل 6. ضریب جذب کل بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی برای مقادیر مختلف V_0 و R_2

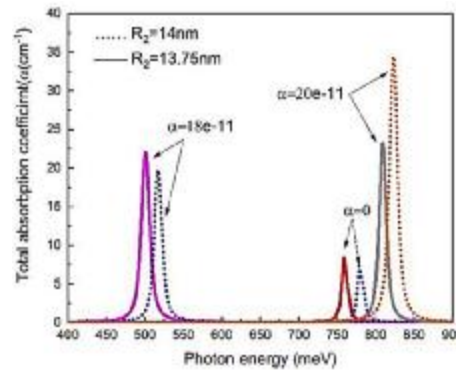


شکل 7. ضریب شکست کل بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی برای مقادیر مختلف V_0 و R_2

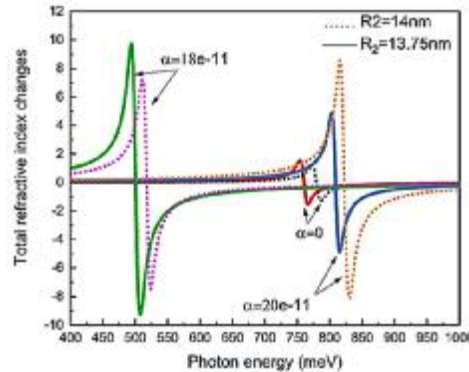


شکل 8. ضریب جذب کل بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی برای مقادیر مختلف V_0 و R_3

برای بررسی تاثیر هم‌زمان V_0 که عامل محدودیت ارتفاع چاه بوده و با تغییر غلظت آلومینیوم در عمل قابل تنظیم است و نیز R_2 که پهنای سد کوانتومی است، در نمودارهای 6 و 7 ضرایب جذب و شکست کل به ازاء دو مقدار متفاوت از R_2 و V_0 های مختلف ترسیم شده‌اند. همان‌طور که مشاهده می‌شود با افزایش R_2 و پهنای سد پتانسیل قله‌های ضریب جذب و شکست متناظر با مقادیر متفاوت V_0 به سمت انرژی‌های بالاتر جابه‌جا می‌شوند. علاوه بر این در یک پهنای مشخص از سد پتانسیل با افزایش V_0 نیز قله‌ها به سمت انرژی‌های بالاتر جابه‌جا شده و اندازه آنها افزایش یافته است. از آنجا که با افزایش R_2 محدودیت کوانتومی افزایش می‌یابد، در نتیجه اختلاف انرژی بین زیرترازها زیاد شده و قله‌ها به سمت انرژی‌های بیشتر جابه‌جا می‌شوند.



شکل 4. ضریب جذب کل بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی برای مقادیر مختلف α و R_2

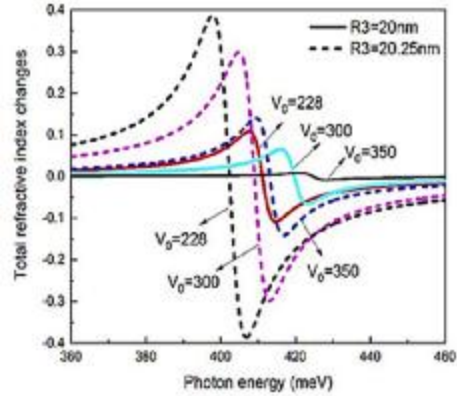


شکل 5. ضریب شکست کل بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی برای مقادیر مختلف α و R_2

مقایسه شکل‌های 2 و 3 و متناظراً 6 و 7 که در آنها $R_2 = 13\text{nm}$ است، نشان می‌دهد که اندازه و محل قله‌های ضرایب جذب و شکست بسیار به اندازه R_2 وابسته بوده و بنابراین برای امکان مقایسه اثرات R_2 از تغییرات زیاد آن صرفنظر کرده‌ایم.

در شکل‌های 8 و 9 نیز ضرایب جذب و شکست به ازاء مقادیر هم‌زمان متفاوت از R_3 و V_0 ترسیم شده‌اند. در اینجا بر خلاف نمودارهای 6 و 7 افزایش R_3 باعث کاهش محدودیت کوانتومی شده و در نتیجه اختلاف انرژی بین زیرترازها کاهش می‌یابد. کاهش اختلاف انرژی بین زیرترازها باعث جابه‌جایی قله‌های ضرایب جذب و شکست به سمت انرژی‌های پایین‌تر از فوتون‌های فرودی می‌شود. علاوه بر این هم‌زمان با کاهش اختلاف انرژی بین زیر ترازها به دلیل افزایش همپوشانی توابع موج و افزایش M_{12} اندازه قله‌ها بزرگ‌تر می‌شوند. نکته جالب توجه در این‌جا در این است که با افزایش ارتفاع چاه پتانسیل نیز رفتاری مشابه اثرات R_3 را مشاهده می‌کنیم. هر چند انتظار می‌رود که اثرات V_0 در نمودارهای 6 و 7 و نیز 8 و 9 متناظراً یکسان باشند؛ اما نتایج حاکی از این است که در تقابل بین اثرات $R_{2(3)}$ و V_0 محدودیت شعاعی غالب بوده و اثرات V_0 از آن تبعیت می‌کنند.

در اینجا انتظار می‌رود که با افزایش R_2 و اختلاف انرژی بین زیرترازها به دلیل همپوشانی کمتر توابع موج که موجب



شکل 9. ضریب شکست کل بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی

برای مقادیر مختلف V_0 و R_3

کاهش M_{12} می‌شود، اندازه قله‌های ضرایب جذب و شکست که متناسب با M_{12} هستند، کاهش یابد؛ ولی این روند مشاهده نمی‌شود. می‌توان نتیجه گرفت که هر چند افزایش R_2 باعث افزایش محدودیت کوانتومی می‌شود؛ اما از طرفی به دلیل کاهش امکان تونل‌زنی توابع موج از چاه اول به دوم این همپوشانی در چاه اول زیاد شده و اندازه قله‌ها افزایش یافته است. وضعیتی مشابه آنچه بیان شد، با افزایش V_0 نیز اتفاق می‌افتد که در شکل‌ها به وضوح مشخص می‌باشند. ذکر این نکته نیز لازم است که با

Physical Review B. 2014; 90(10): 104502.

[5] Splettstoesser J, Governale M, Zülicke U. Persistent current in ballistic mesoscopic rings with Rashba spin-orbit coupling. Physical Review B. 2003; 68(16): 165341.

[6] Sheng J, Chang K. Spin states and persistent currents in mesoscopic rings: Spin-orbit interactions. Physical Review B. 2006; 74(23): 235315.

[7] Ding G-H, Dong B. Spin-orbit coupling effect on persistent currents in a one-dimensional quantum ring with an Anderson impurity. Physical Review B. 2007; 76(12): 125301.

[8] Sun Q-f, Xie X, Wang J. Persistent spin current in a mesoscopic hybrid ring with

References

- [1] Schön J, Kloc C, Batlogg B. High-temperature superconductivity in lattice-expanded C60. Science. 2001; 293(5539): 2432-4.
- [2] Rajan PI, Mahalakshmi S, Chandra S. The structural, electronic, magnetic and optical properties of the new promising spintronic material Bi 0.92 Tb 0.08 FeO 3: A first-principles approach. Computational Materials Science. 2018; 145: 244-51.
- [3] Tetlow H, Gradhand M. Semiconductor spintronics: Tuning the spin Hall effect in Si. Physical Review B. 2013; 87(7): 075206.
- [4] Linder J, Halterman K. Superconducting spintronics with magnetic domain walls.

- spin-orbit coupling. *Physical review letters*. 2007; 98(19): 196801.
- [9] Huang G-Y, Liang S-D. Orbital magnetic phase and pure persistent spin current in spin-orbit coupling mesoscopic rings. *EPL (Europhysics Letters)*. 2009; 86(6): 67009.
- [10] Vaseghi B, Rezaei G, Malian M. Spin-orbit interaction effects on the optical properties of spherical quantum dot. *Optics Communications*. 2013; 287: 241-4.
- [11] Dresselhaus G. Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures. *Physical Review*. 1955;100(2):580.
- [12] E.I. Rashba, V.I. Sheka, *Sov. Phys. Solid. State*, 3 (1961) 1357.
- [13] Burgos R, Warnes J, De La Espriella N. Anisotropic magnetoresistance in 2DEG with Rashba spin-orbit coupling. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2018; 466: 234-7.
- [14] Lin X, Xu D, Jiang S, Xie F, Song M, Zhai H, et al. Graphitic carbon nitride nanocrystals decorated AgVO₃ nanowires with enhanced visible-light photocatalytic activity. *Catalysis Communications*. 2017; 89: 96-9.
- [15] Amgar D, Stern A, Rotem D, Porath D, Etgar L. Tunable length and optical properties of CsPbX₃ (X= Cl, Br, I) nanowires with a few unit cells. *Nano letters*. 2017; 17(2): 1007-13.
- [16] Boyd RW, Narum P. Slow-and fast-light: fundamental limitations. *Journal of Modern Optics*. 2007; 54(16-17): 2403-11.
- [17] Hau LV, Harris SE, Dutton Z, Behroozi CH. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*. 1999; 397(6720): 594.
- [18] S. E. Pourmand and G. Rezaei, *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience* 7 (2010) 11040.
- [19] Ghafari A, Vaseghi B, Rezaei G, Taghizadeh S, Karimi M. Spin-orbit interaction effects on the electronic structure of coaxial quantum well wires. *Superlattices and Microstructures*. 2017;101:397-404.
- [20] Bloembergen N. *Nonlinear optics*: World Scientific; 1996.
- [21] Rezaei G, Mousazadeh Z, Vaseghi B. Nonlinear optical properties of a two-dimensional elliptic quantum dot. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. 2010; 42(5): 1477-81.
- [22] Rosencher E, Bois P. Model system for optical nonlinearities: asymmetric quantum wells. *Physical Review B*. 1991; 44(20): 11315.
- [23] Vahdani M, Rezaei G. Linear and nonlinear optical properties of a hydrogenic donor in lens-shaped quantum dots. *Physics Letters A*. 2009; 373(34): 3079-84.
- [24] Wang G, Guo K. Interband optical absorptions in a parabolic quantum dot. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. 2005; 28(1): 14-21.
- [25] Boyd RW. *Nonlinear Optics*, (Academic, New York, 2003). Google Scholar. 117-22.
- [26] Vaseghi B, Rezaei G, Malian M. Spin-orbit interaction effects on the optical properties of spherical quantum dot. *Optics Communications*. 2013; 287: 241-4.