بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و نهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه تربیت مدرس
۱۲-۱۴ بهمن ۱۳۹۵
23rd Iranian Conference on Optics and Photonics and 9th Conference on Photonics Engineering and Technology
Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
January 31- February 2, 2017

بررسی ضریب جذب خطی در یک نقطه‌ی کوانتومی سه ترازی با پیکربندی Λ درپدیده شفافیت القایی الکترومغناطیسی تحت اثرات میدان مغناطیسی و برهم‌کنش اسپین مدار

امینه پیرامون، حسن رنجبر عسکری و بهجت بهروزیان

دانشکده فیزیک دانشگاه ولی عصر(عج)، بلوار ولایت، رفسنجان

چکیده - در این مقاله، ضریب جذب خطی در یک نقطه‌ی کوانتومی سه ترازی مدل Λ با پتانسیل سهموی تحت شفافیت القایی الکترومغناطیسی با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی خارجی و برهم‌کنش اسپین مدار مورد بررسی قرار گرفته است. ضریب جذب خطی با تغییر میدان مغناطیسی و شعاع نقاط کوانتومی استوانه‌ای همچنین با فرض اثر اسپن مدار تغییر می‌کند.

کلید واژه- برهم‌کنش اسپین مدار، شفافیت القایی الکترومغناطیسی، ضریب جذب خطی، میدان مغناطیسی.

Investigation of linear absorption coefficient in a cylindrical quantum dot tree levels Λ model in phenomenon of electromagnetically induced transparency The effects of magnetic field and interaction spin-orbit

Amineh Piramoon, Hassan Ranjbar Askari and Behjat Behroozian

Abstract- In this paper, linear absorption coefficient in a three-level quantum dot Λ model with parabolic potential under electromagnetically induced transparency Considering the external magnetic field and interaction spin-orbit is investigated. Linear absorption coefficient changes by change the magnetic field, radius cylindrical quantum dots and also with assume effect spin-orbit.

Keywords: : Interaction Spin-Orbit, Electromagnetically Induced Transparency, Linear Absorption Coefficient

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

۱- مقدمه

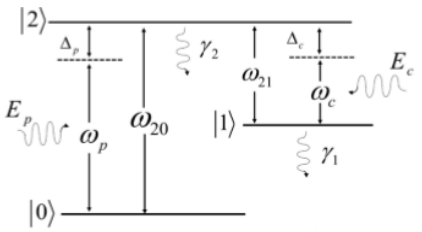
شفافیت القایی الکترومغناطیسی، یک پدیده کوانتومی و اپتیکی است. در این پدیده جذب میدان لیزر کاوشگر در ماده توسط دو یا چند میدان لیزری قوی به نام لیزر کنترل، کنترل می‌شود و ماده را نسبت به لیزر کاوشگر شفاف می‌سازد [۱]. خواص اپتیک خطی در مواد اتمی با تداخل کوانتوم از طریق شفافیت القایی الکترومغناطیسی تغییر داده می‌شود [۲-۴]. در این مقاله با حل معادلات حاکم بر مولفه‌های ماتریس چگالی و با توجه به رابطه‌ی بین قطبش و میدان الکتریکی، مقدار پذیرفتاری الکتریکی، x به دست می‌آید. در نهایت ضریب جذب خطی متناسب با قسمت موهومی پذیرفتاری مرتبه اول است، بررسی می‌شود.

۲- مدل اتمی و معادلات

سیستم اتمی سه ترازه با پیکربندی لاندا، شامل تراز پایه $|0\rangle$ دو تراز برانگیخته‌ی $|1\rangle$ و $|2\rangle$ در نظر می‌گیریم (شکل۱). گذارهای $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ و $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ مجاز و گذار $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ ممنوعه فرض شده است. γ_1 نرخ واهلش مربوط به تراز $|1\rangle$ و γ_2 نرخ واهلش مربوط به تراز $|2\rangle$ است. با تابش لیزر ضعیف کاوشگر با فرکانس ω_p و با طول موجی در ناحیه‌ی نور مرئی، تراز $|0\rangle$ به تراز $|2\rangle$ کوپل می‌شود و همچنین با تابش لیزر قوی به نام لیزر کنترل با فرکانس ω_c و با طول موج نور مرئی، تراز $|1\rangle$ به تراز $|2\rangle$ کوپل می‌شود. می‌توان گفت فرکانس لیزرهای کاوشگر و کنترل بستگی به شعاع و ارتفاع نقطه‌ی کوانتومی و اختلاف ترازهای انرژی دارد. برای مشاهده پدیده شفافیت نوع لیزر مورد استفاده، لیزر پیوسته می‌باشد. هامیلتونی سیستم در تصویر برهم کنش و با در نظر گرفتن تقریب دو قطبی و موج چرخان به صورت زیر نوشته می شود:

$$\tilde{H} = -\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_p \\ 0 & 2(\Delta_p - \Delta_c) & \Omega_c \\ \Omega_p & \Omega_c & 2\Delta_p \end{pmatrix} \qquad (۱)$$

که در آن فرکانس‌های رابی به صورت $\Omega_P = \left|\hat{\tilde{\mu}}_{02}^{p}\right| E_p / \hbar$ ، $\Omega_c = \left|\hat{\tilde{\mu}}_{12}^{c}\right| E_c / \hbar$ تعریف می‌شوند و متناظر با گذارهای $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ و $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ می‌باشند. $\Delta_p = \omega_{20} - \omega_p$، $\Delta_c = \omega_{21} - \omega_c$، به ترتیب نامیزانی لیزرهای کاوشگر و کنترل نسبت به فرکانس‌های تشدید است.



شکل۱ : سیستم سه ترازی در نظر گرفته شده

معادلات حرکت عناصر ماتریس چگالی برابر خواهد بود با:

$$\dot{\tilde{\rho}}_{01} = -i\frac{\Omega_c}{2}\tilde{\rho}_{02} + i\frac{\Omega_p}{2}\tilde{\rho}_{21} + (-\gamma_{01} + i(\Delta_c - \Delta_p))\tilde{\rho}_{01}$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{02} = -i\frac{\Omega_c}{2}\tilde{\rho}_{01} + i\frac{\Omega_p}{2}(\tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{00}) + (-\gamma_{02} - i\Delta_p))\tilde{\rho}_{02}$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{12} = i\frac{\Omega_c}{2}(\tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{11}) - i\frac{\Omega_p}{2}\tilde{\rho}_{10} + (-\gamma_{12} - i\Delta_c))\tilde{\rho}_{12}$$

(۲)

γ_{mn} نرخ واهلش عناصر ماتریس چگالی از تراز m به تراز n است. که $\gamma_{mn} = 1/2(\Gamma_m + \Gamma_n)$ و $\Gamma_i = \sum_{E_j < E_i} \Gamma_{ji}$ ($i = m, n$ و $\mathrm{j = n, m}$) است. در حالت پایا با فرض اینکه $\tilde{\rho}_{00} = 1$ و $\tilde{\rho}_{11} = \tilde{\rho}_{22} = 0$ معادلات را حل کرده و با فرض ضعیف بودن لیزر کاوشگر، برای عناصر ماتریس چگالی نوشته می‌شود:

$$\tilde{\rho}_{01} = \frac{\Omega_c \Omega_p}{4(i\gamma_{01} + \Delta_c - \Delta_p)(i\gamma_{02} + \Delta_p) + \Omega_c^{\,2}}$$

$$\tilde{\rho}_{02} = -\frac{2(\gamma_{01} - (\Delta_c - \Delta_p))\Omega_p}{4(\gamma_{02} + i\Delta_p)(-i\gamma_{01} - \Delta_c + \Delta_p) - i\Omega_c^{\,2}}$$

(۳)

با استفاده از رابطه‌ی بین قطبش و میدان الکتریکی می‌توان نوشت:

$$\chi(\omega_i, E) = \frac{2N|\mu_{02}|^2}{E_p \varepsilon_0}\tilde{\rho}_{02}$$

(۴)

N چگالی سیستم در واحد حجم است. با محاسبه‌ی رابطه‌ی قبل می‌توان ضریب جذب خطی سیستم را به دست آورد:

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]

$$\alpha_0(\omega_p)=\frac{\omega_p}{c}\,\mathrm{Im}\,\chi^{(1)}(\omega_p) \qquad (۵)$$

هامیلتونی یک نقطه کوانتومی استوانه‌ای برابر است با:

$$H_{\circ}=-\frac{\hbar^2}{2m_e^*}\nabla^2+V(r) \qquad (۶)$$

که $V(r)$ پتانسیل سهموی نقطه کوانتومی است و برابر است با

$$V(\vec{r})=\frac{1}{2}m_e^*\left(\omega_{\circ\rho}^2\rho^2+\omega_{\circ z}^2z^2\right) \qquad (۷)$$

m_e^* جرم موثر الکترون است. برای یک نقطه کوانتومی استوانه‌ای با شعاع R و ارتفاع L، $\omega_{0\rho}=\hbar/m_e^*R^2$ و $\omega_{0z}=4\hbar/m_e^*L^2$ فرکانس نوسان الکترون به ترتیب در جهت شعاع و ارتفاع نقطه کوانتومی استوانه‌ای تعریف می‌شوند.

با استفاده از جداسازی متغیرها و حل معادله شرودینگر در دستگاه استوانه‌ای ویژه توابع نقطه کوانتومی استوانه‌ای برابر است با [۵]:

$$\psi(\rho,\varphi,z)=R_{mn}(\rho)\times Q_{\varphi}(m)\times G_{n_z}(z) \qquad (۸)$$

$$R_{mn}(\rho)=\frac{1}{a^{1+|m|}}\sqrt{\frac{(|m|+n)!}{2^{|m|}n!}}\,e^{-(\frac{\rho}{2a})^2}\times\frac{1}{|m|!}\times \rho^{|m|}\times M(-n,|m|+1,\frac{\rho^2}{2a}) \qquad (۹)$$

$$Q_{\varphi}(m)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{im\varphi} \qquad (۱۰)$$

$$G_{n_z}(z)=\sqrt{\frac{k_z}{2^{n_z}n_z!\sqrt{\pi}}}H_{n_z}(zk_z)e^{-\frac{(zk_z)^2}{2}} \qquad (۱۱)$$

ویژه مقادیر نقطه کوانتومی استوانه‌ای برابر است با:

$$E_0(n,m,n_z)=\hbar\Omega(n+\frac{|m|+1}{2})+\hbar\omega_{0z}(n_z+\frac{1}{2})+\frac{m\hbar\omega_c}{2} \qquad (۱۲)$$

در ادامه به محاسبه‌ی ویژه توابع برای سیستم با در نظر گرفتن برهم‌کنش اسپین- مدار راشبا می‌پردازیم :

$$H=H_0+H_{so} \qquad (۱۳)$$

هامیلتونی اسپین- مدار راشبا به صورت زیر می‌باشد [۶-۷]:

$$H_{so}=\frac{\alpha}{\hbar}\left[\vec{\sigma}\times(\vec{p}+\frac{e}{c}\vec{A})\right].\hat{n} \qquad (۱۴)$$

درمعادله‌ی بالا $\vec{p}$ اندازه حرکت، α قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار و $\vec{\sigma}=(\sigma_x,\sigma_y,\sigma_z)$ ماتریس‌های پائولی، $\hat{n}$ بردار واحد در جهت رشد بلور است.

۱-۲- محاسبات

جهت قطبش نور را در جهت ارتفاع نقطه کوانتومی استوانه‌ای یا به عبارتی $\vec{E}=E\hat{e}_z$ و ویژه حالت‌های سیستم به صورت $|0\rangle=|\varphi_{000}\rangle, |1\rangle=|\varphi_{002}\rangle$ و $|2\rangle=|\varphi_{003}\rangle$ در نظر گرفته شده است. به طوری که این ویژه حالت‌ها برابر مقادیر زیر می‌باشند:

$$|\varphi_n\rangle=|\psi_n\rangle+\sum_{k\neq n}\frac{\langle\psi_k|H_{so}|\psi_n\rangle}{E_n^0-E_k^0}|\psi_k\rangle$$
$$n\to n,m,n_z$$
$$k\to n',m',n_z' \qquad (۱۵)$$

$$|\varphi_{000}\rangle=|\psi_{000}^+\rangle+t(0,1,0)|\psi_{010}^-\rangle+t(1,1,0)|\psi_{110}^-\rangle+t(1,0,0)|\psi_{100}^+\rangle \qquad (۱۶)$$

$$|\varphi_{002}\rangle=|\psi_{002}^+\rangle+t(0,1,2)|\psi_{012}^-\rangle+t(0,1,1)|\psi_{011}^-\rangle+t(1,0,2)|\psi_{102}^+\rangle \qquad (۱۷)$$

$$|\varphi_{003}\rangle=|\psi_{003}^+\rangle+t(0,1,3)|\psi_{013}^-\rangle+t(0,1,4)|\psi_{014}^-\rangle+t(1,0,3)|\psi_{103}^+\rangle \qquad (۱۸)$$

$t(n,m,n_z)$ به صورت زیر تعریف می‌شود:

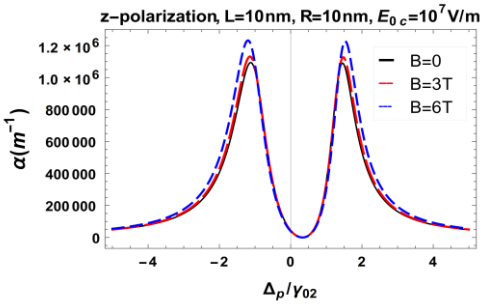
$$t(n,m,n_z)=\frac{\langle\psi_{n',m',n_z'}|H_{so}|\psi_{n,m.n_z}\rangle}{E_{n,m,n_z}^{(0)}-E_{n',m',n_z'}^{(0)}} \qquad (۱۹)$$

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]

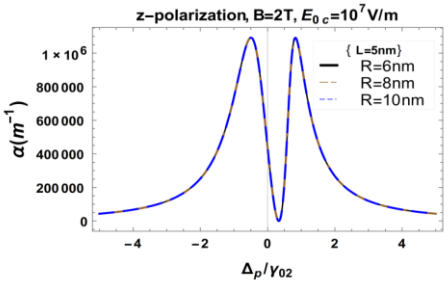
۲-۲- نتایج و نمودارها

اگر قطبش در جهت z و $\alpha_{os}=7\times10^{-11}(eV-m)$ انتخاب شود، در شکل ۲ می‌بینیم با افزایش میدان مغناطیسی در جذب خطی، پهنای پنجره‌ی شفافیت ثابت است. ماکزیمم‌های جذب با زیاد شدن میدان مغناطیسی بیشتر می‌شود. محل این بیشینه‌ها با افزایش میدان تغییر می‌کند.



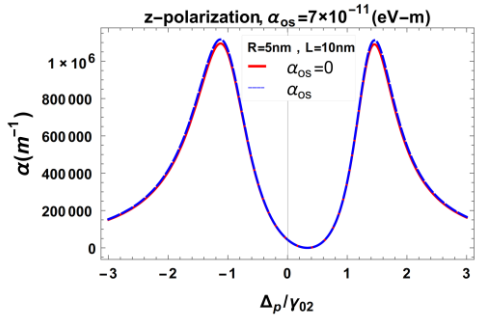
شکل ۲: ضریب جذب خطی در حضور و عدم حضور میدان مغناطیسی و قطبش در جهت z

در شکل ۳ با انتخاب قطبش در جهت z، مقدار ضریب جذب خطی با افزایش شعاع نقطه‌ی کوانتومی، ثابت است. پهنای پنجره‌ی شفافیت نیز تغییر نمی‌کند.



شکل ۳: ضریب جذب خطی با شعاع‌های متفاوت و قطبش در جهت z

با انتخاب قطبش z و میدان مغناطیسی $\vec{B}=2T$ در شکل ۴، مقدار ضریب جذب خطی با در نظر گرفتن برهم‌کنش اسپین مدار بیشتر می‌شود و پهنای پنجره‌ی شفافیت ثابت است.



شکل ۴: ضریب جذب خطی در حضور و عدم حضور برهم‌کنش اسپین مدار و قطبش در جهت z

۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله ضریب جذب خطی با تغییرات میدان مغناطیسی، شعاع نقاط کوانتومی استوانه‌ای و با در نظر گرفتن اثر اسپین مدار بررسی شده است. اگر قطبش در جهت z انتخاب شود، اعمال میدان مغناطیسی باعث جابجایی ترازهای انرژی می‌شود. در قطبش z، مقدار ضریب جذب خطی با تغییرات شعاع نقطه‌ی کوانتومی، ثابت است. به طور کلی ترازهای انرژی بستگی به شعاع و ارتفاع نقطه‌ی کوانتومی دارد، برای قطبش z گذارهایی اتفاق می‌افتد که بستگی به شعاع نقطه‌ی کوانتومی ندارد. با در نظر گرفتن برهم‌کنش اسپین مدار در قطبش z، پهنای پنجره‌ی شفافیت که همان بازه‌ی فرکانسی که سیستم نور را عبور می‌دهد ثابت می‌باشد.

مراجع

[1] Z.Raki, H. R. Askari; “Effect of light polarization and dimensions of ʌ-type three level cylindrical quantum dot on electromagnetically induced transparency”; *Superlattices and Microstructures* 65 (**2014**) 161-176.

[2] Yusuf.Yakar, Bekir.Cakir, Ayhan.Özmen; “Calculation of linear and nonlinear optical absorption coefficients of a spherical quantum dot with parabolic potential”; *Appl. Optics Communications* 283 (**2010**) 1795-1800.

[3] Feng.Wu, Aihua.Liu, Hong.Zheny, Haitao.Chang, Peng.Shi, Kaixuan.Cheng, Xiaoman.Cheng; “Nonlinear refraction and nonlinear absorption of $cdse_{0.3}s_{0.7}$/zns quantum dots”; *Physica E* 44 (**2012**) 1158-1161.

[4] Xiang-An.Yan, Li-Qiang.Wang, Bao-Yin.Yin, Jian-Ping.Song; “Electromagnetically induced transparency and enhanced self-Kerr nonlinearity in afour-level scheme”; *Optic* 122 (**2011**) 986-990.

[5] B. Vaseghi, N. Mohebi, "effects of external fields, dimension and pressure on the electromagnetically induced transparency of quantum dot", luminescence, 134 (**2013**) 352–357.

[6] A. Gharaati, R. Khordad, "Effects of magnetic field and spin-orbit interaction on energy levels in 1D quantum wire: analytical solution", *Opt Quant Electron* 44 (**2012**) 425–436.

[7] A. Manaselyan, T. Chakraborty, "Enhanced Rashba effect for hole states in a quantum dot", EPL, 88 (**2009**) 72-75.

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]