

بررسی آثار الکترواپتیک درجه دوم در نقطه‌های کوانتومی کادمیوم تلوراید

خلاصه

علی اکبر عبدالله زاده ضیابری

مربی، عضو هیئت علمی، گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد لاهیجان

مقدمه: در دهه گذشته، استقبال و توجه به استفاده از لیزرهای نقطه کوانتومی (Quantum dot) شتاب روزافزونی یافته است. به دلیل تنظیم پذیری بالای این گونه لیزرها و در نتیجه امکان انعطاف فوق العاده در توان خروجی آنها کاربردهای بی شماری به ویژه در حوزه جراحی‌های مربوط به بافت‌های حساس و توموگرافی پیدا شده است. ویژگی‌های منحصر به فرد نقاط کوانتومی سبب می‌گردد که خصوصیات و کاربردهای بسیار ممتازتری در قیاس با لیزرهای معمول و حتی لیزرهای چاه کوانتومی (Quantum well) داشته باشند. محیط‌های گین لیزری (Laser gain media) که از اجزاء اصلی سیستم لیزر هستند، دارای پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی غیر صفر هستند تا امکان جفت‌شدگی فازی را داشته باشند. در این پژوهش تلاش بر آن است که امکان ایجاد تغییرات در این ویژگی و در نتیجه امکان مهندسی بر روی شدت لیزر به دست آمده با کاهش ابعاد سیستم بررسی گردد. بدین منظور با استفاده از تئوری‌های پایه مربوط به گذارهای اپتیکی اصلی و آمیختن آنها با مفاهیم محدودیت کوانتومی، پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبه سوم برای نقاط کوانتومی نمونه‌ای نانوکریستال‌های تلوراید کادمیوم CdTe به‌ازای پارامترهای گوناگون محاسبه شده و تغییرات آن مورد بررسی قرار گرفته است.

روش بررسی: در این مطالعه آثار اکسیتونی (Excitonic) بروی ویژگی‌های اپتیکی غیرخطی مرتبه سوم در نقطه‌های کوانتومی سهموی دیسک‌مانند مطالعه شده و توان نوسان گر اکسیتونی و پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبه سه مربوط به حضور اکسیتون در نقاط کوانتومی سهموی به صورت تئوریک مورد بررسی قرار گرفته است و پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبه سوم در نقاط کوانتومی سهموی با به کارگیری مدل سه ترازای گذارهای اکسیتون- بای اکسیتون (Biexciton) محاسبه شده است. در نهایت، نتایج عددی برای نقاط کوانتومی نمونه‌ای تلوراید کادمیوم CdTe ارائه گردیده‌اند. برای دستیابی به مقالات مرتبط موجود جستجو در سایت‌های Elsevier و IOP و American Physical Society (APS) صورت پذیرفت.

یافته‌ها: بخش‌های حقیقی و موهومی پذیرفتاری غیرخطی مرتبه سوم مربوط به نانوساختار کادمیوم تلوراید محاسبه گردید و منحنی پاشندگی آنها به‌ازای فرکانس برانگیختگی 5×10^{13} هرتز ترسیم گردید. سپس پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبه سوم به‌ازای فرکانس‌های فوتونی محدود ساز مختلف بررسی شدند. هنگامی که بسامد محدود سازی سهمی وار ω_0 افزایش می‌یابد، مکان پیک رزونانس اکسیتونی به سمت راست منحنی جابجا می‌گردد که جابجایی آبی (Blue-shift) محدودیت القاء شده شدید رزونانس اکسیتون را در نقاط کوانتومی نیمه‌رسانا پیش بینی می‌کند.

نتیجه‌گیری: نتایج نشان می‌دهند که پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبه سه به دلیل کوانتیزه شدن مناسب در نقاط کوانتومی افزایش بسیاری یافته است. این امر نقاط کوانتومی سهمی وار را به عنوان گزینه‌ای امیدبخش در کاربردهای اپتیکی غیرخطی و به ویژه لیزرهای نیمه‌رسانا با قابلیت تنظیم پذیری بالا مطرح می‌سازد.

واژه‌های کلیدی: اکسیتون، لیزرهای نقطه کوانتومی، نقاط کوانتومی سهمی وار، پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبه سوم.

نویسنده مسئول: علی اکبر عبدالله زاده، لاهیجان، خیابان کاشف شرقی، دانشگاه آزاد اسلامی لاهیجان، دانشکده علوم، گروه فیزیک. تلفن: (۰۳۴۶ داخلی) ۰۳۴۶۰۰۸-۹، ۰۳۴۶۰۰۸-۹

پست الکترونیک: Ali_abdolahzadeh@liau.ac.ir

مقدمه

نقاط کوانتومی کریستال‌های نیمه‌رسانای نانومتری هستند که از ترکیب عناصر گروه‌های دوم و چهارم یا سوم و پنجم ساخته می‌شوند و به صورت ذراتی تعریف می‌گردند که دارای ابعاد کوچک‌تر از شعاع اکسیتون بوهر (Exciton Bohr radius) می‌باشند. نانوذره‌های فلزی و نیمه‌رسانا با ابعادی در بازه ۲ تا ۶ نانومتر دارای اهمیت بسیاری هستند، زیرا ابعاد آنها قابل قیاس با ماکرومولکول‌های بیولوژیکی

(Biological macromolecules) مانند نوکلئوسیدها و پروتئین‌ها می‌باشد. در چندسال اخیر، ویژگی‌های اپتیکی غیرخطی چاه‌های کوانتومی نیمه‌رسانا، ابر شبکه‌ها و نانوساختارها توجه بسیاری را به خود جلب نموده است [۱-۴]. پژوهشگران نقاط کوانتومی را در ترانزیستورها، دیودهای نورگسیل و دیودهای لیزری و همچنین به عنوان عواملی در تصویربرداری پزشکی مورد بررسی قرار داده‌اند [۵].

لیزر نقطه کوانتومی یک لیزر نیمه‌رسانا است که از نقاط کوانتومی به‌عنوان محیط فعال لیزر در بخش گسیلش نور خود بهره می‌گیرد. به‌دلیل محدودیت شدید حامل‌های بار، نقاط کوانتومی ساختار الکترونی همسان با اتم‌ها از خود بروز می‌دهند. برخلاف لیزرهای حالت جامد و گازی معمولی، لیزرهای نقطه کوانتومی انرژی بسیار کمتری مصرف می‌کنند. به‌تازگی، ابزارهایی که برپایه محیط‌های فعال نقاط کوانتومی هستند همانند چاقوی جراحی لیزری (Laser scalpel) و توموگرافی اپتیکی هم‌دوس (Optical coherence tomography) کاربردهای تجاری گسترده‌ای در پزشکی یافته‌اند. انتشار نور توسط نقاط کوانتومی در تشخیص‌های پزشکی کاربردهای فراوان دارد. این نقاط به‌صورت برچسب فلورسنتی عمل می‌کنند با این تفاوت که در برابر درخشان شدن، خاصیت و توانایی خود را از دست نمی‌دهند و در برابر تعداد سیکل‌های تحریک و انتشار نور مقاومت بیشتری از خود نشان می‌دهند. اصولاً همه محیط‌های گین لیزری (Laser gain media) دارای پذیرفتاری اپتیکی غیر خطی مرتبه سوم غیرصفر هستند (یعنی می‌توانند اشباع شوند و جفت‌شدگی فازی Phase-conjugation از خود بروز دهند). پذیرفتاری‌های اپتیکی غیرخطی در کاربردهای تصویربرداری محدودسازی اپتیکی فمتوثانیه‌ای (Femtosecond optical limiting) و بیومدیکال اهمیت شایانی دارند. مواد دارای چنین ویژگی‌هایی از راه فوتودینامیکی القایی سه فوتونی (PDT) تأثیر به‌سزایی در درمان سرطان دارند. لیزرهای نیمه‌رسانا به دلایل زیر دارای جذابیت فراوان هستند: (۱) هزینه پایین و امکان تولید انبوه آسان (۲) پاسخ زمانی سریع (نانوثانیه‌ای) (۳) بازدهی الکتریکی به اپتیکی بالا (۴) درخشش بالا (۵) پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبه سوم بالا (جفت‌کنندگی فازی).

یکی از جنبه‌های بسیار مهم نقاط کوانتومی آن است که بیناب اکسیتونی حتی در دمای اتاق نیز مشاهده می‌گردد [۶ و ۷]. این امر به‌دلیل افزایش انرژی بستگی اکسیتونی به‌دلیل اثر محدودیت کوانتومی در این ساختارها می‌باشد [۸]. در سال ۱۹۷۵، ایساک و همکاران (Esaki et al.) برای نخستین بار مفهوم سیم‌های کوانتومی و نقاط کوانتومی را ارائه دادند [۹]. با پیشرفت‌های تکنولوژیک کنونی اینک ساخت سیستم‌های شبه صفر بعدی که الکترون‌ها را در هر سه راستای فضایی محدود می‌سازند امکان‌پذیر شده است. در نقاط کوانتومی نیمه‌رسانا، حامل‌ها در سه بعد محدود می‌گردند که این امر منجر به افزایش همپوشانی میان ابرهای حفره‌ای و الکترونی می‌شود و در نتیجه انرژی بستگی کولنی و قدرت نوسانگری افزایش می‌یابد. در سال ۱۹۸۸، Eiichi Hanamura، به‌طور تئوریک ویژگی‌های اپتیکی غیرخطی نیمه‌رساناهای میکروکریستالی را مورد مطالعه قرار داد و نشان داد که غیرخطی‌های اپتیکی در صورتی که آثار اکسیتونی لحاظ شوند بسیار بزرگ هستند. در سال ۱۹۹۳، Chen پذیرفتاری اپتیکی

برانگیختگی‌های الکترونی در نقاط کوانتومی سهموی

انرژی‌های گوناگونی یک نقطه کوانتومی را مشخص می‌کنند. نخستین آن‌ها انرژی‌های کوانتش اندازه (Size-quantization) الکترون ΔE_c و حفره ΔE_v می‌باشد. دومی آن‌ها کنش کولنی میانگین بین یک الکترون و یک حفره در نقطه کوانتومی V_{ex} و سومی آن‌ها هم انرژی برهمکنش V_{int} بین دو برانگیختگی وقتی که در چارچوب نقطه کوانتومی شکل می‌گیرند، می‌باشد. برهمکنش اکسیتون-اکسیتون سبب انحراف اکسیتون‌ها از نوسانگر هماهنگ آرمانی می‌شود. در نقاط کوانتومی نانومتری، محدودیت کوانتومی انرژی بستگی اکسیتونی را به‌طور عمده افزایش می‌دهد و آن‌را بسیار بزرگ‌تر از انرژی کوانتش اندازه الکترون‌ها و حفره‌ها می‌سازد. در ادامه تنها به بررسی حالت $\Delta E_c, \Delta E_v \gg V_{ex}$ خواهیم پرداخت. در این شرایط حالت برانگیخته الکترونی در چارچوب نقطه کوانتومی را می‌توان با اکسیتون فرنکل Frenkel به‌شکل زیر بیان کرد:

$$\psi_n = \sum_j R_n(j) W_j^e(r_j) \prod_{i \neq j} W_i^v(r_i) \quad (1)$$

$$\bar{I} = (jm_e^* + j^i m_h^*) / (m_e^* + m_h^*)$$

و حرکت نسبی با مختصه $h_r = j - j^i$ نشان داده می‌شوند. همچنین جرم کل $M = m_e^* + m_h^*$ و جرم کاهش یافته $\mu = m_e^* m_h^* / M$ و ثابت ریدبرگ $R^* = \mu e^4 / (2 \hbar^2 \epsilon_0^2)$ را تعریف می‌کنیم. به‌ازای پایین‌ترین حالت اکسیتونی می‌توان حرکت نسبی دو بعدی الکترون-حفره را چنین توصیف کرد:

$$\varphi(r) = \frac{4}{\sqrt{2\pi} a_B^*} e^{-2r/a_B^*} \quad (8)$$

که $r = u(j - j^i)$ جدایی میان الکترون-حفره و شعاع a_B^* مؤثر بوهر می‌باشد. بیناب انرژی اکسیتون در نقاط کوانتومی سهمی‌وار چنین است:

$$E_{nm} = E_g - \frac{R^*}{2(n + |m| + 1/2)^2} + (2n + |m| + 1) \hbar \omega_0 \quad (9)$$

که E_g گاف نواری انرژی نیمه‌رسانا باشد.

قدرت نوسانگری در نقاط کوانتومی سهمی‌وار

گشتاور دوقطبی گذار از حالت پایه ψ_g به حالت برانگیخته ψ_n در چارچوب یک نقطه کوانتومی سهمی‌وار به‌شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\langle \psi_n | P | \psi_g \rangle = \sum_{jj^i} \pi r^2 R_n(j) \varphi(j_r) \langle W_j^c(r_j) | p_j | W_{j^i}^v(r_{j^i}) \rangle$$

$$= p_{cv} \varphi(0) \frac{\hbar}{M \omega_0} \int_0^{\sqrt{M \omega_0} / \hbar R_0} \rho d\rho \left[\frac{2 M \omega_0 n!}{\hbar (|m| + n)!} \right]^{\frac{1}{2}} \times \rho^{|m|} L_n^{|m|}(\rho)^2 e^{-\frac{\rho^2}{2}}$$

$$\times \int_0^{2\pi} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\theta} d\theta \quad (10)$$

در رابطه بالا P یک مؤلفه از اپراتور گشتاور دوقطبی P است:

$$P = \sum_{i=1}^3 P_i \quad (11)$$

عناصر ماتریس گذار $\langle W_j^c(r_j) | p_j | W_{j^i}^v(r_{j^i}) \rangle = p_{cv} \delta_{jj^i}$ به‌ازای همه مقادیر m به‌جز $m=0$ صفر می‌شوند:

$$\langle \psi_n | P | \psi_g \rangle = p_{cv} \varphi(0) \frac{\hbar \sqrt{2\pi}}{M \omega_0} \int_0^{\sqrt{M \omega_0} / \hbar R_0} \rho d\rho \left[\frac{M \omega_0}{\hbar} \right]^{\frac{1}{2}} L_n(\rho^2) e^{-\rho^2/2} \quad (12)$$

بدین ترتیب گشتاور دوقطبی گذار از حالت پایه $|\psi_g\rangle$ به پایین‌ترین حالت اکسیتونی $|\psi_1\rangle$ را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$\langle \psi_1 | P | \psi_g \rangle = p_{cv} \varphi(0) R_0^2 \left[\frac{M \omega_0 \pi}{\hbar} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

که $W_j^c(r_j)$ و $W_{j^i}^v(r_{j^i})$ به‌ترتیب توابع وانیر Wannier

$R_n(j)$ تابع همپوشانی در یک نقطه کوانتومی دیسک مانند است و به‌صورت زیر داده می‌شود:

$$R_n(\rho) = \left[\frac{2m^* \omega_0 n!}{\hbar (|m| + n)!} \right]^{\frac{1}{2}} \times \rho^{|m|} L_n^{|m|}(\rho)^2 e^{-\frac{\rho^2}{2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\theta} \quad (2)$$

که در آن:

$$\rho = \sqrt{\frac{m^* \omega_0}{\hbar}} r = u j$$

و u اندازه سلول یک‌ه می‌باشد. ضریب j عدد درستی بین ۱ و N انتخاب شده و $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ و $n = 0, 1, 2, \dots$ و $L_n^{|m|}$ چند جمله‌ای‌های وابسته لاگر و ω_0 بسامد پتانسیل محدودساز سهموی هستند. بیناب انرژی الکترون‌های رسانش را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$E_{nm} = (2n + |m| + 1) \hbar \omega_0 \quad (3)$$

حالت پایه سیستم عبارت است از:

$$\psi_g = \prod_{i \neq j} W_i^v(r_i) \quad (4)$$

برای نوارهای والانس و رسانش سهمی‌وار جرم‌های مؤثر به‌ترتیب عبارت‌اند از: m_e^* و m_h^* ، کوانتش اندازه به‌وسیله رابطه بین اندازه نمونه $R_0 = Nu$ و شعاع‌های بوهر مؤثر الکترون $a_e^* = \frac{\hbar^2 \epsilon_0}{e^2 m_e^*}$ و حفره $a_h^* = \frac{\hbar^2 \epsilon_0}{e^2 m_h^*}$ داده می‌شود که

R_0 شعاع نقطه کوانتومی و ϵ_0 ثابت دی الکتریک استاتیک هستند. انرژی‌های کوانتش اندازه برای الکترون و حفره، به‌ترتیب از قرار زیر است:

$$\Delta E_c = \Delta E_v = \hbar \omega_0 \quad (5)$$

انرژی اکسیتونی به‌صورت زیر داده می‌شود:

$$V_{exc} = \frac{e^2}{\epsilon_0 a_B^*} = \frac{e^2}{\epsilon_0 (a_e^* + a_h^*)} \quad (6)$$

پس از لحاظ کردن برهمکنش کولنی میانگین مابین الکترون‌ها و حفره‌ها و درنظر گرفتن مختصات نسبی و مرکز جرمی، حالت‌های اکسیتونی در معادله (۱) به‌شکل زیر تغییر می‌یابند:

$$\psi_n = \sum_j \sum_{j^i} \varphi(j_r) R_n(j) W_j^c(r_j) \prod_{i \neq j} W_i^v(r_i) \quad (7)$$

که $R_n(j)$ تابع پوش داده‌شده در معادله (۲) است و حرکت مرکز جرم اکسیتون با مختصه مرکز جرمی:

$$\chi^{(3)}(\omega_1 - \omega_2, \omega) = 5|P_{ev}|^4 |\varphi(0)|^4 R_0^3 \left(\frac{M\omega_0\pi}{\hbar} \right)^2 \times \frac{1}{[(\hbar\omega - \hbar\omega')^2 + (\hbar\gamma_{eg})^2] [(\hbar\omega - \hbar\omega') + i\gamma_{eg}\hbar]} \quad (16)$$

با جداسازی بخش‌های حقیقی و موهومی به‌دست می‌آید:

$$Re \chi^{(3)} = \frac{5|P_{ev}|^4 |\varphi(0)|^4 R_0^3 (M\pi)^2}{\hbar^3} \frac{\omega_0^2 (\omega - \omega')}{[(\omega - \omega')^2 + \gamma_{eg}^2]^2}$$

$$Im \chi^{(3)} = \frac{-5|P_{ev}|^4 |\varphi(0)|^4 R_0^3 (M\pi)^2}{\hbar^3} \frac{\omega_0^2 \gamma_{eg}}{[(\omega - \omega')^2 + \gamma_{eg}^2]^2}$$

مقدار $P_{cv} = \hbar e / \sqrt{4\mu E_g}$ در تئوری اختلال $k.p$ به‌صورت درمی‌آید.

بحث

در ادامه، پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبه سوم در نقطه کوانتومی سهمی‌وار $CdTe$ مورد بحث قرار می‌گیرد. پارامترهای مورد استفاده [۱۴ و ۱۳]:

$$\hbar\gamma_{ve} = \hbar\gamma_{eg} = 3.3meV, \quad \hbar\gamma_1^e = 0.1\hbar\gamma_{eg} = 0.33meV, m_e^* = 0.2m_0, m_h^* = 0.7m_0, \epsilon_0 = 8.85, E_g = 1.606eV$$

در شکل ۱، بخش حقیقی ($Re \chi^{(3)}$)، موهومی ($Im \chi^{(3)}$) و پذیرفتاری اپتیکی غیر خطی مرتبه سوم و $\chi^{(3)} = \sqrt{(Re \chi^{(3)})^2 + (Im \chi^{(3)})^2}$ به‌صورت تابعی از بسامد فوتونی ω با فرض بسامد محدودسازی سهمی‌وار $\omega_0 = 5 \times 10^{13} s^{-1}$ نمایانده شده‌اند. روشن است که پیک بیشینه در بسامد $\omega = 2.43 \times 10^{13} s^{-1}$ (انرژی فوتونی $\hbar\omega = 1.603eV$) رخ می‌دهد که ناشی از افزایش رزونانس دوفوتونی است.

شکل ۲، پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبه سوم را به‌صورت تابعی از بسامد فوتونی ω به‌ازای مقدارهای گوناگون بسامد محدودسازی سهمی‌وار ω_0 نشان می‌دهد:

$$\omega_0 = 5 \times 10^{13} s^{-1} \quad (a)$$

$$\omega_0 = 3 \times 10^{13} s^{-1} \quad (b)$$

$$\omega_0 = 1 \times 10^{13} s^{-1} \quad (c)$$

نمای برجسته این شکل‌ها آن است که محدودیت سهمی‌وار شدیدتر هم‌ارز با پیک تیزتر و بلندی پیک بزرگتر خواهد بود.

به کمک تقریب تابع پوش قدرت نوسانگر اکسیتونی f_{ex} به‌ازای پایین‌ترین حالت اکسیتونی چنین می‌شود:

$$f_{ex} = \frac{2m}{\hbar} \omega' |P_{ev}|^2 |\varphi(0)|^2 R_0^3 \frac{M\omega_0\pi}{\hbar} \quad (14)$$

که ω' بسامدگذار می‌باشد.

غیرخطی اپتیکی مرتبه سه در نقاط کوانتومی سهمی‌وار

در این بخش غیرخطی اپتیکی مرتبه سوم $\chi^{(3)}$ در نقاط کوانتومی سهمی‌وار مورد بررسی قرار می‌گیرد. به دلیل تقارن وارون، غیرخطی اپتیکی مرتبه دو در این ساختارها صفر است، درحالی‌که غیرخطی مرتبه سوم صفر نیست. در ادامه نشان داده می‌شود که $\chi^{(3)}$ در نقاط کوانتومی افزایش بسیاری می‌یابد. این افزایش پیامدی است از محدودیت کوانتومی اکسیتون‌ها در نقاط کوانتومی. پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبه سه در نقاط کوانتومی سهمی با به‌کارگیری مدل سه ترازی گذارهای اکسیتون- بای اکسیتون (Biexciton) محاسبه می‌گردد. از این‌جا به بعد حالت پایه با اندیس g ، حالت برانگیخته با e و حالت بای اکسیتونی با b نشان‌گذاری می‌شوند. با استفاده از روش فشردۀ ماتریس چگالی Density matrix می‌توان پذیرفتاری مرتبه سه غیرخطی را که متناظر با آمیزش اپتیکی پرتوهای نور فرودی با بسامدهای ω_1 و ω_2 است، به‌صورت زیر به‌دست آورد:

$$\begin{aligned} \chi^{(3)}(2\omega_1 - \omega_2; -\omega_1, -\omega_1, \omega_2) = & -\frac{|P_{eg}|^4}{2\hbar^3} \frac{1}{(\omega_{eg} - 2\omega_1 + \omega_2)\epsilon + \gamma_{eg}} \\ & \times \frac{1}{(\omega_1 - \omega_2)\epsilon + \gamma_1^e} \left[\frac{1}{(\omega_{eg} - \omega_1)\epsilon + \gamma_{eg}} + \frac{1}{(\omega_2 - \omega_{eg})\epsilon + \gamma_{eg}} \right] \\ & + \frac{|P_{eg}|^2 |P_{be}|^2}{4\hbar^3} \times \frac{1}{(\omega_{be} - 2\omega_1 + \omega_2)\epsilon + \gamma_{be}} \frac{1}{(\omega_2 - \omega_1)\epsilon + \gamma_1^e} \\ & \times \left[\frac{1}{(\omega_{eg} - \omega_1)\epsilon + \gamma_{eg}} + \frac{1}{(\omega_2 - \omega_{eg})\epsilon + \gamma_{eg}} \right] - \frac{|P_{eg}|^2 |P_{be}|^2}{4\hbar^3} \\ & \times \frac{1}{(\omega_{eg} - 2\omega_1 + \omega_2)\epsilon + \gamma_{eg}} \times \frac{1}{(\omega_{be} - 2\omega_1)\epsilon + \gamma_{be}} \frac{1}{(\omega_{eg} - \omega_1)\epsilon + \gamma_{eg}} \\ & + \frac{|P_{eg}|^2 |P_{be}|^2}{4\hbar^3} \frac{1}{(\omega_{be} - 2\omega_1 + \omega_2)\epsilon + \gamma_{be}} \\ & \times \frac{1}{(\omega_{be} - 2\omega_1)\epsilon + \gamma_{be}} \frac{1}{(\omega_{eg} - \omega_1)\epsilon + \gamma_{eg}} \quad (15) \end{aligned}$$

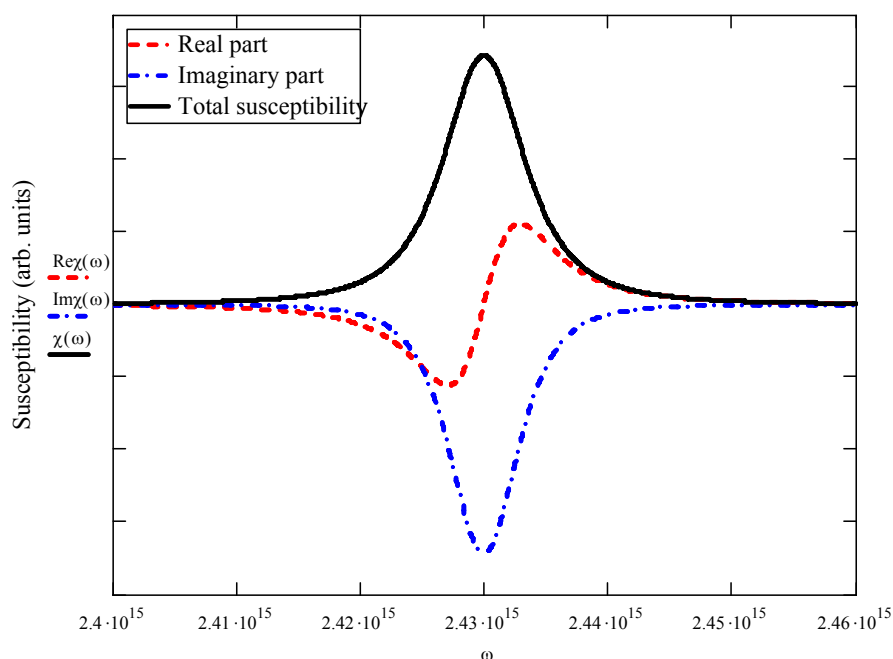
در رابطه بالا $\hbar\omega_{ij}$ ، P_{ij} و به ترتیب نشاندهندۀ گشتاور دوقطبی‌گذار، اختلاف انرژی و آهنگ تغییر فاز گشتاور دوقطبی‌گذار بین حالت‌های i و j می‌باشد. به همین ترتیب γ_i^e (γ_1^e) آهنگ واپاشی جمعی حالت اکسیتونی (بای اکسیتونی) می‌باشد. به‌عنوان کاربردی از معادله (۱۵) و برای مشاهده رفتار نمونه‌ای غیرخطی اپتیکی مرتبه سوم ثابت‌های واهلش و بسامدهای‌گذار برای نقاط کوانتومی سهمی به‌صورت زیر برگزیده می‌شوند:

$$\gamma_{be} = \gamma_{eg}, \gamma_1^e = 0.1\gamma_{eg}, \omega_{eg} = \omega_{be} = \omega'$$

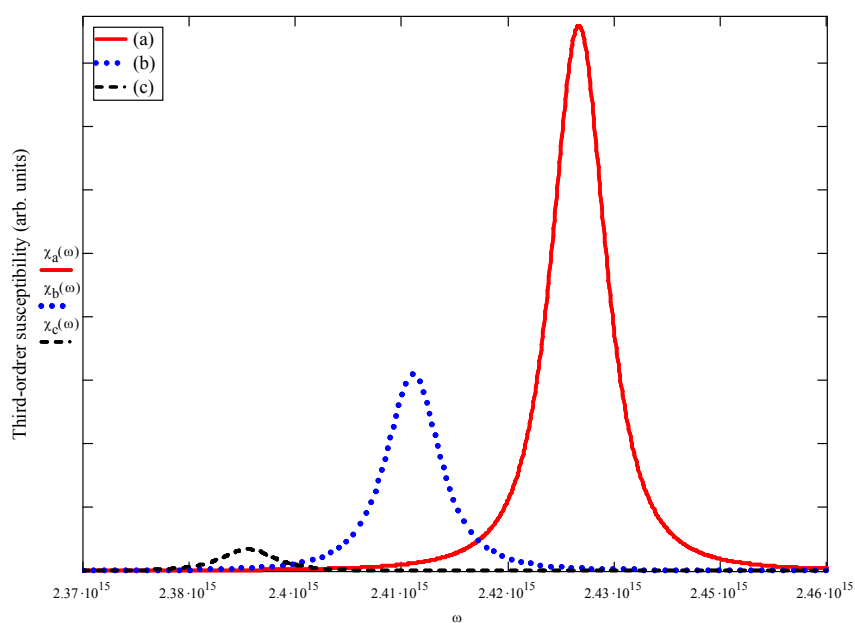
برای ساده‌سازی در ادامه حالت تبهگن یعنی $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ را در نظر می‌گیریم و در نتیجه معادله (۱۵) به‌صورت زیر درمی‌آید:

کوانتومی نیمه‌رسانا پیش‌بینی می‌کند. این امر نقاط کوانتومی سهمی‌وار را گزینه‌ای امیدبخش در کاربردهای اپتیکی غیرخطی می‌سازد.

هنگامی که بسامد محدودسازی سهمی‌وار ω_0 افزایش می‌یابد، مکان پیک به سمت راست منحنی جابجا می‌گردد که جابجایی آبی (Blue-shift) محدودیت القاشدهٔ شدید رزونانس اکسیتون را در نقطهٔ



شکل ۱ - پاشندگی بسامدی پذیرفتاری اپتیکی غیر خطی مرتبهٔ سوم $\chi^{(3)}$ با بسامد محدودساز سهمی‌وار $\omega_0 = 5 \times 10^{13} s^{-1}$. منحنی‌های خط چین، خط چین- نقطه و توپر به ترتیب نشان‌دهندهٔ بخش حقیقی، انگاری و پذیرفتاری کل می‌باشند.



شکل ۲- پذیرفتاری اپتیکی غیر خطی مرتبهٔ سوم بر حسب بسامد فوتونی به‌ازای مقادیر گوناگون بسامد محدود ساز:

(a) $\omega_0 = 5 \times 10^{13} s^{-1}$ ، (b) $\omega_0 = 3 \times 10^{13} s^{-1}$ و (c) $\omega_0 = 1 \times 10^{13} s^{-1}$

کریستالیت‌های نانومتری را به‌گونه‌ای تغییر داد که محدودیت‌های کوانتومی در بازهٔ دلخواه ایجاد شود، به‌این معنا که با این کار می‌توان فرکانس و در نتیجه شدت لیزر تولید شده را با آزادی عمل بیشتری برای کاربردهای گوناگون پزشکی و در مورد بافت‌های بیولوژیک مختلف تنظیم نمود. همچنین از نتایج پژوهش انجام‌شده چنین برمی‌آید که پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سوم به محدودسازی اکسیتون بسیار حساس است. با توجه به نتایج به‌دست آمده و مزیت لیزرهای برپایهٔ نقاط کوانتومی و حساسیت آن‌ها به محدودسازی اکسیتون پیشنهاد می‌گردد پژوهش‌هایی در زمینهٔ اشکال مختلف نقاط کوانتومی (استوانه‌ای، کروی و...) و تأثیر آن‌ها بر مشخصه‌های الکترواپتیکی باریکه‌های تولیدشده صورت پذیرد. با در نظر داشتن این موضوع که در روش‌های تشخیص طبی که از ویژگی تحریک نقطهٔ کوانتومی و ایجاد درخشش توسط آن بهره گرفته می‌شود، نیاز است که ابزار مبتنی بر نقاط کوانتومی از مواد سازگار با بیولوژی بدن انسان ساخته شوند. پیشنهاد می‌گردد که کار مشابهی بر روی نقاط کوانتومی با ویژگی‌های غیرخطی مبتنی بر کامپوزیت‌های ساخته‌شده از برخی پلیمرها مانند پروتئین‌ها صورت گیرد.

به‌دلیل محدودیت اکسیتونی در نقاط کوانتومی، شعاع بوهر مؤثر اکسیتون a_B^* در مقایسه با مادهٔ کپه‌ای کاهش می‌یابد. از معادله‌های (۸) و (۱۶) می‌توان دریافت که پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سوم به‌صورت وارون توان چهارم به‌طور حساسی به a_B^* وابسته است $(\chi^{(3)} \sim 1/(a_B^*)^4)$ بدین ترتیب کاهش a_B^* منجر به افزایش بسیاری در $\chi^{(3)}$ می‌گردد.

نتیجه گیری

در مطالعهٔ حاضر بررسی سراسر و ساده‌ای دربارهٔ غیرخطی اپتیکی مرتبهٔ سوم در نقاط کوانتومی نانومتری انجام داده‌ایم. نتایج نشانگر آن است که پذیرفتاری غیرخطی اپتیکی مرتبهٔ سوم $\chi^{(3)}$ در کل به‌دلیل کوانتیزه شدن اکسیتون‌ها در نقاط کوانتومی افزایش چشمگیری می‌یابد. چنین امری یعنی افزایش فراوان پذیرفتاری غیرخطی اپتیکی مرتبهٔ سوم، به نوبهٔ خود سبب اشباع شدگی بیشتر و بروز جفت‌شدگی فازی بالاتر و در نتیجه امکان دستیابی به باریکه‌های لیزری قدرتمندتر و متنوع‌تر را فراهم می‌آورد. از سوی دیگر بسته به روش و شرایط رشد کریستال‌های نقاط کوانتومی می‌توان با مهندسی مناسب، ابعاد

References

1. Xie W. Optical absorptions of an exciton in a disc-like quantum dot under an electric field. *Optics Communications* 2010; 283: 1381–5.
2. Germann TD, Strittmatter A, Pohl UW, Bimberg D, Rautiainen J, Guina M, Okhotnikov O.G. Temperature-stable operation of a quantum dot semiconductor disk laser. *Journal of Crystal Growth* 2008; 310: 5182–6.
3. Ivchenko EL. *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*, Alpha Science International Ltd, 2005.
4. Chen R, Lin DL, Mendoza D. Enhancement of the third-order nonlinear optical susceptibility in Si quantum wires. *Phys Rev B* 1993; 48:11879-82.
5. Papagiannaros A, Upponi J, Hartner W, Mongayt D, Levchenko T, Torchilin V. Quantum dot loaded immunomicells for tumor imaging. *BMC Medical Imaging* 2010; 10: 22.
6. Weiner JS, Chemla DS, Miller DAB, Wood TH, Sivco D, Cho AY. Room temperature excitons in 1.6 μm band-gap GaInAs/AlInAs quantum wells. *Appl Phys Lett* 1985; 46(7): 619-23.
7. Miller DAB, Chemla DS, Smith PW, Gossard AC, Wiegmann W. Nonlinear optics with a diode-laser light source. *Opt Lett* 1983; 8: 477-98.
8. Brus LE. A simple model for the ionization potential, electron affinity, and aqueous redox potentials of small semiconductor crystallites. *J Chem Phys* 1983; 79: 5566-8.
9. Guo KX, Chen CY. The polaron effects on second-harmonic generation in quantum well within an electric field. *J. Infrared Millim. Waves* 1997; 16: 93-5.
10. Takagahara T. Biexciton states in semiconductor quantum dots and their nonlinear optical properties. *Phys Rev B* 1989; 39: 9293-6.
11. Chang K, Xia JB. Spatially separated excitons in quantum-dot quantum well structures. *Phys Rev B* 1998; 57: 9780-6.