بیست و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و هفتمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۲۳ تا ۲۵ دی ماه ۱۳۹۳، دانشگاه شهید بهشتی

اثر تابش لیزری قوی بر روی تولید هارمونیک دوم در چاه کوانتومی کرنشی InGaN/AlGaN

محمد جواد کریمی، حامد وفایی

گروه فیزیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده – در این مقاله اثر تابش لیزری بر روی ضریب تولید هارمونیک دوم مورد مطالعه قرار گرفته است. اثرات میدان‌های خودبه‌خودی و قطبش پیزوالکتریک بر روی پتانسیل تحدید در نظر گرفته شده است و ترازهای انرژی و توابع موج با استفاده از روش عددی و خواص نوری سیستم با استفاده از رهیافت ماتریس چگالی محاسبه شده‌اند. نتایج بیان‌کننده اثر قابل ملاحضه میدان لیزری و میدان الکتریکی داخلی بر روی پتانسیل تحدید می‌باشد. همچنین نتایج نشان می‌دهد که با افزایش قدرت میدان لیزری قله‌های تشدید به سمت انرژی-های کمتر جابجا می‌شوند. علاوه بر این با افزایش غلظت *In* و *Al* قله‌های تشدید به سمت انرژی‌های فوتونی بیشتر جابجا می‌شوند.

کلید واژه- تابش لیزری، تولید هارمونیک دوم، چاه کوانتومی کرنشی.

Intense laser field effect on second harmonic generation in a strained InGaN/AlGaN quantum well

Mohamad Javad Karimi, Hamed Vafaee

Department of Physics, College of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

Abstract- In this paper, the second harmonic generation coefficient in a strained InGaN/AlGaN quantum well are studied. Impacts of the spontaneous and piezoelectric polarization fields on the confinement potential are taken into account. The energy levels and wave functions are calculated using the fourth-order Runge-kutta method and optical properties are obtained using the compact density matrix approach. Results reveal that the confinement potential is considerably affected by the laser field and internal electric field. Results also indicate that the resonant peaks experience a red-shift with increasing the laser field strength. Moreover, the resonant peaks suffer a blue shift with the increase in In and Al compositions.

Keywords: Intense laser field, Second harmonic generation, Strained quantum well.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-01]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

در سال‌های اخیر چاه‌های کوانتومی کرنشی مبتنی بر GaN مانند InGaN/GaN، AlGaN/GaN و InGaN/AlGaN توجهات بسیاری را به خاطر خواص فیزیکی منحصربه‌فردشان به سمت خود معطوف کرده‌اند. این ترکیبات سه‌تایی GaN کاربردهای بسیاری در صنایع الکترونیکی مانند ترانزیستورهای(HEMTs) و صنایع اپتوالکترونیکی مانند دیودهای ساطع‌کننده نور(LEDs) دارند[۱]. نیمرساناهای نیتریدی با ساختار بلوری شش-گوشی (Wurtzite) دارای قطبش خودبه‌خودی هستند و در مقایسه با ساختارهای الماسی (Zinc-blende) قطبش پیزوالکتریک بزرگتری دارند[۲]. این میدان‌های قطبشی منجر به ایجاد میدان الکتریکی داخلی قوی می‌شوند که این میدان داخلی نقش مهمی در خواص الکترونیکی و نوری چاه‌های کوانتومی بر پایه GaN دارد. به همین منظور تلاش زیادی برای بررسی خواص نوری و الکترونیکی ساختار نیمه‌رسانای نیتریدی صورت گرفته است[۳]. خواص نوری غیرخطی مرتبه دوم از قبیل SHG فقط در سیستم‌های نامتقارن غیر صفر می‌باشد. در چاه-های کوانتومی بر پایه GaAs می‌توان با اعمال میدان الکتریکی خارجی یا با ترکیب نامتقارن از مواد، تقارن پتانسیل تحدید را حذف کرد. اما همانطور که قبلا ذکر شد، چاه‌های کوانتومی بر پایه GaN دارای میدان الکتریکی داخلی قوی می‌باشند که تقارن این سیستم‌ها را از بین می‌برد. بنابراین می‌توان خواص نوری غیرخطی مرتبه دوم را در این سیستم‌ها مورد تجزیه و تحلیل قرار داد. از سوی دیگر با ظهور لیزرهای با توان بالا از جمله لیزرهای الکترون آزاد، محدوده جدیدی از مطالعه بر روی برهم‌کنش میدان لیزری و نانوساختارهای نیمرسانا به وجود آمده است. اخیرا بررسی‌های متعددی در مورد اثر تابش لیزری قوی بر روی خواص نوری و الکتریکی نانوساختارهای بر پایه ترکیب GaAs مانند چاه‌های کوانتومی مربعی[۴]، نیمه‌سهموی[۵]، سهموی[۶]، مربعی دوگانه[۷]، و Vشکل[۸] صورت گرفته است. ما قبلا به بررسی خواص نوری از قبیل ضریب جذب و ضریب شکست چاه کوانتومی کرنشی پرداخته‌ایم[۹]. در این مقاله، اثر تابش لیزری قوی و پارامترهای ساختاری مانند غلظت ایندیم (In) و الومینیوم (Al) روی ضریب تولید هارمونیک دوم (SHG) در چاه کوانتومی کرنشی InGaN/AlGaN را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

۲- تئوری

یک چاه کوانتومی کرنشی شامل چاه $In_yGa_{1-y}N$ با پهنای چاه به ضخامت L_w و دو سد $Al_xGa_{1-x}N$ با ضخامت L_b را در نظر می‌گیریم. میدان الکتریکی داخلی در ناحیه چاه F_w و در ناحیه سد F_b به وسیله رابطه‌های زیر بدست می‌آیند[۱۰]:

$$F_w = \frac{2(p_b - p_w)L_b}{\varepsilon_0(\varepsilon_b L_w + 2\varepsilon_w L_b)} \quad (۱)$$

$$F_b = \frac{(p_w - p_b)L_w}{\varepsilon_0(\varepsilon_b L_w + 2\varepsilon_w L_b)} \quad (۲)$$

که ε_0 گذردهی خلأ، ε_υ و p_υ به ترتیب ثابت الکتریک و قطبش کل در لایه $(\upsilon = w, b)$ می‌باشند. قطبش کل در هر لایه به صورت زیر داده می‌شود:

$$p_\nu = p_\nu^{sp} + p_\nu^{pz} \quad (۳)$$

که p_υ^{sp} و p_υ^{sp} به ترتیب قطبش خودبه‌خودی و پیزوالکتریک می‌باشند. قطبش پیزوالکتریک را می‌توان از رابطه زیر بدست آورد[۱۱]:

$$p_\nu^{pz} = 2\frac{a - a_\nu}{a_\nu}\left(e_{31} - e_{33}\frac{c_{13}}{c_{33}}\right) \quad (۴)$$

در رابطه بالا a ثابت شبکه مربوط به سطح، a_υ ثابت شبکه چاه یا سد، c_{13}، c_{33} و e_{13}، e_{33} به ترتیب ثابت‌های الاستیک و پیزوالکتریک می‌باشند[۲]. در غیاب میدان لیزری هامیلتونی الکترون در تقریب جرم موثر به صورت زیر می‌باشد:

$$H = \frac{-\hbar^2}{2}\frac{d}{dz}\left[\frac{1}{m^*(z)}\frac{d}{dz}\right] + V(z) \quad (۵)$$

که جرم موثر وابسته به مکان به صورت زیر می‌باشد:

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-01]

$$m^*(z)=\begin{cases} m_w^* & 0\le z<L_w \\ m_b^* & z<0\,,\ z>L_w \end{cases} \qquad (۶)$$

پتانسیل تحدید $V(z)$ را نیز می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$V(z)=\begin{cases} V_0+eF_bz & z<0 \\ eF_wz & 0\le z<L_w \\ eF_wL_w+eF_b(z-L_w)+V_0 & z>L_w \end{cases} \qquad (۷)$$

در رابطه بالا e اندازه بار الکتریکی و V_0 ارتفاع پتانسیل بین لایه‌های $In_yGa_{1-y}N$ و $Al_xGa_{1-x}N$ می‌باشد که می‌توان آن را از ناپیوستگی گاف نواری بدست آورد. تئوری برهم‌کنش میدان لیزری قوی با الکترون مقید در یک چاه کوانتومی در مراجع[۷]، [۱۲] و [۱۳] با جزئیات کامل توضیح داده شده است که ما به جزئیات آن وارد نخواهیم شد. معادله شرودینگر وابسته به زمان برای الکترون در داخل چاه کوانتومی کرنشی در حضور میدان قوی لیزری به صورت زیر می‌باشد:

$$\frac{-\hbar^2}{2}\frac{d}{dz}\left[\frac{1}{m^*(z)}\frac{d\psi(z)}{dz}\right]+V_d(\alpha_0,z)\psi(z)=E\psi(z) \qquad (۸)$$

$V_d(\alpha_0,z)$ پتانسیل تحدید استتار شده می‌باشد. که در آن e بار الکتریکی، m جرم موثر الکترون، c سرعت نور در خلاء و $A_\circ$ دامنه بردار پتانسیل و $I_\circ$ شدت تابش لیزری است. بعد از محاسبات مشابه با آنچه که در مرجع[۷]انجام شده است می‌توان $V_d(\alpha_0,z)$ را به صورت معادله (۱۰) بیان کرد.

$$\begin{aligned} V_d(z,\alpha_0) &= (V_0+eF_bz) \\ &+(eF_wz-V_0-eF_bz)\times\theta\big((z-\alpha_0)(L_w-z-\alpha_0)\big) \\ &-\left[\frac{(V_0+eF_bz-eF_wz)}{\pi}\cos^{-1}\left(\frac{-z}{\alpha_0}\right)+e\frac{F_b-F_w}{\pi}\sqrt{\alpha_0^2-z^2}\right]\times\theta(-|z|+\alpha_0) \\ &-\left[\frac{(V_0+eF_bz-eF_wz)}{\pi}\cos^{-1}\left(\frac{z-L_w}{\alpha_0}\right)-e\frac{F_b-F_w}{\pi}\left(\sqrt{\alpha_0^2-(z-L_w)^2}+L_w\cos^{-1}\left(\frac{L_w-z}{\alpha_0}\right)\right)\right] \\ &\times\theta(-|z-L_w|+\alpha_0) \end{aligned} \qquad (۱۰)$$

که θ تابع پله‌ای هویساید می‌باشد. معادله (۸) را می‌توان به صورت عددی و با استفاده از روش رانگ کوتا مرتبه چهار حل نمود. بعد از بدست آوردن ترازهای انرژی و توابع موج مربوط به آن‌ها، خواص نوری چاه کوانتومی کرنشی را می‌توان با استفاده از رهیافت ماتریس چگالی محاسبه نمود. با استفاده از رهیافت ماتریس چگالی، عبارت تحلیلی ضریب SHG به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\chi_{2\omega}^{(2)}=\frac{\sigma_v}{\varepsilon_0\hbar}\frac{\mu_{32}\mu_{21}\mu_{13}}{(\omega-\omega_{21}-i\Gamma_0)\left(2\omega-\omega_{31}-i\frac{\Gamma_0}{2}\right)} \qquad (۱۱)$$

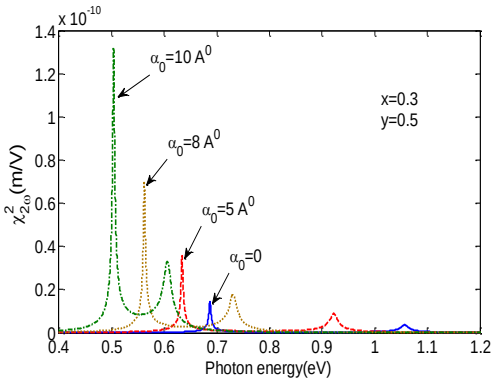
که $\mu_{ij}=<\psi_i|z|\psi_j>$ عنصر ماتریس گشتاور دوقطبی الکتریکی و $E_{ij}=E_i-E_j$ اختلاف انرژی بین ترازها، $\hbar\omega$ انرژی فوتون فرودی، Γ_0 آهنگ واهلش و σ_v چگالی حامل‌های بار می‌باشد.

۳- نتایج

مقادیر عددی پارامترهای استفاده شده در این مقاله از قبیل ثابت شبکه و گاف انرژی با توجه به اعداد جدول (۱) بدست می‌آیند. سایر پارامترهای فیزیکی استفاده شده نیز به صورت $T_0=0.1\,ps$ $\sigma_v=3.0\times10^{22}m^{-3}$ می‌باشند. محاسبات برای پهنای چاه $L_w=20\,\text{Å}$ و پهنای سد $L_b=50\,\text{Å}$ انجام شده است.

جدول۱: پارامترهای استفاده شده در محاسبات[۲].

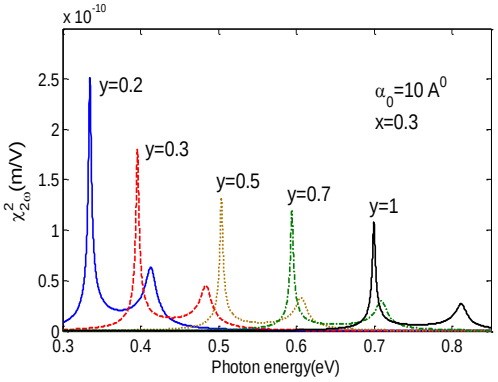
در شکل (۱) تغییرات ضریب SHG بر حسب انرژی فوتون فرودی برای مقادیر مختلف α_0 رسم شده است. با افزایش α_0 ترازهای انرژی به یکدیگر نزدیکتر می‌شوند و اختلاف انرژی بین ترازها کاهش پیدا می‌کند. به همین دلیل قله‌های تشدید SHG به سمت انرژی‌های کمتر جابجا می‌شوند.



[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-01]

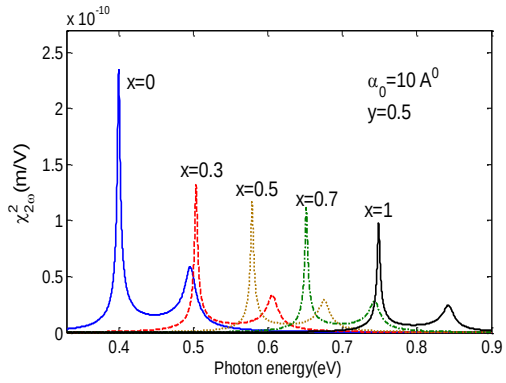
شکل ۱: تغییرات ضریب SHG بر حسب انرژی فوتون فرودی برای مقادیر مختلف α_0 .

تغییرات ضریب SHG بر حسب انرژی فوتون فرودی برای مقادیر مختلف غلظت اینیدیم (y) در شکل (۲) رسم شده است. این شکل نشان‌دهنده جابجایی قله‌های تشدید به سمت انرژی‌های بیشتر می‌باشد و همچنین می‌توان مشاهده نمود که δE با افزایش y بیشتر می‌شود.



شکل ۲: تغییرات ضریب SHG بر حسب انرژی فوتون فرودی برای مقادیر مختلف y.

شکل (۳) تغییرات ضریب SHG بر حسب انرژی فوتون فرودی برای مقادیر مختلف غلظت آلومنیوم (x) را نشان می‌دهد. می‌توان از این شکل مشاهده نمود که با افزایش x، قله‌های تشدید به سمت انرژی‌های بیشتر جابجا می‌شوند. دلیل نتایج شکل (۲) و (۳) را می‌توان به این صورت بیان کرد که با افزایش غلظت x یا y اختلاف پارامترهای چاه و سد بیشتر شده و در نتیجه میدان الکتریکی داخلی قوی‌تر می شود. افزایش میدان الکتریکی داخلی باعث افزایش پتانسیل تحدید می‌شود و در نتیجه ترازهای انرژی از یکدیگر دورتر می‌شوند.



شکل ۳: تغییرات ضریب SHG بر حسب انرژی فوتون فرودی برای مقادیر مختلف x.

مراجع

[1] Piprek J., *Nitride Semiconductor Devices: Principles and Simulation*. John Wiley & Sons, 2007.

[2] Vurgaftman I., Meyer J. R., *Band parameters for nitrogen-containing semiconductors*, **J. Appl. Phys.** 94 (2003) 3675–3696.

[3] Ha S. H., Ban S. L., Zhu J., *Intersubband absorption in strained AlGaN/GaN double quantum wells*, **Phys. B Condens. Matter.** 406 (2011) 3640–3645.

[4] Karabulut İ., *Laser field effect on the nonlinear optical properties of a square quantum well under the applied electric field*, **Appl. Surf. Sci.**, 256 (2010) 7570–7574.

[5] Kasapoglu E., Duque C. A., Sari H., Sökmen I., *Intense laser field effects on the linear and nonlinear intersubband optical properties of a semi-parabolic quantum well*, **Eur. Phys. J. B**. 82 (2011) 13–17.

[6] Ungan F., Yesilgul U., Sakiroglu S., Mora-Ramos M. E., Duque C. A., Kasapoglu E., Sari H., Sökmen I., *Simultaneous effects of hydrostatic pressure and temperature on the nonlinear optical properties in a parabolic quantum well under the intense laser field*, **Opt. Commun.**, 309 (2013) 158–162.

[7] Lima F. M. S., Amato M. A., Nunes O. a. C., Fonseca A. L. A., Enders B. G., da S. Jr E. F., *Unexpected transition from single to double quantum well potential induced by intense laser fields in a semiconductor quantum well*, **J. Appl. Phys.**, 105 (2009) 123111-123117.

[8] Burileanu L. M., Niculescu E. C., Eseanu N., Radu A., *Polarizabilities of shallow donors in inverse V-shaped quantum wells under laser field*, ***Phys. E Low-Dimens. Syst. Nanostructures***. 41 (2009) 856–860.

[9] Karimi M. J., Vafaei H., *Intense laser field effects on the linear and nonlinear intersubband optical properties in a strained quantum well*, **Phys. B Condens. Matter**, 452 (2014) 131–135.

[10] Harrison P., *Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics of Semiconductor Nanostructures*. John Wiley & Sons, 2011.

[11] Liu J., Bai Y., Xiong G., *Studies of the second-order nonlinear optical susceptibilities of GaN/AlGaN quantum well*, **Phys. E Low-Dimens. Syst. Nanostructures**, 23 (2004) 70–74.

[12] Ozturk E., Sari H., Sokmen I., *The dependence of the intersubband transitions in square and graded QWs on intense laser fields*, **Solid State Commun.**, 132 (2004) 497–502.

[13] Ozturk E., Sari H., Sokmen I., *Electric field and intense laser field effects on the intersubband optical absorption in a graded quantum well*, **J. Phys. Appl. Phys.**, 38 (2005) 935-941.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-01]