



لیزر  
پژوهش و تکنولوژی  
فوتونیک

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 کوانتمی 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 ماتربس چگالی محاسبه شده‌اند. نتایج بیان کننده اثر قابل ملاحظه میدان لیزری و میدان الکتریکی داخلی بر روی پتانسیل تحدید می‌باشد. همچنین نتایج نشان می‌دهد که با افزایش قدرت میدان لیزری قله‌های تشیدد به سمت انرژی‌های کمتر جابجا می‌شوند. علاوه بر این با افزایش غلضت In و Al قله‌هایی فوتونی بیشتر جابجا می‌شوند.

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

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

Mohamad Javad Karimi, Hamed Vafaei

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.

## ۱- مقدمه

هارمونیک دوم (SHG) در چاه کوانتمویی کرنشی InGaN/AlGaN را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

## ۲- تئوری

یک چاه کوانتمویی کرنشی شامل چاه  $In_yGa_{1-y}N$  با پهنهای چاه به ضخامت  $L_w$  و دو سد  $L_b$  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]:

$$F_w = \frac{2(p_b - p_w)L_b}{\epsilon_0(\epsilon_b L_w + 2\epsilon_w L_b)} \quad (1)$$

$$F_b = \frac{(p_w - p_b)L_w}{\epsilon_0(\epsilon_b L_w + 2\epsilon_w L_b)} \quad (2)$$

که  $\epsilon_0$  گذردهی خلا،  $\epsilon_v$  و  $p_v$  به ترتیب ثابت الکتریک و قطبش کل در لایه ( $v = w, b$ ) می‌باشند. قطبش کل در هر لایه به صورت زیر داده می‌شود:

$$p_v = p_v^{sp} + p_v^{pz} \quad (3)$$

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

$$p_v^{pz} = 2 \frac{a - a_v}{a_v} \left( e_{31} - e_{33} \frac{c_{13}}{c_{33}} \right) \quad (4)$$

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

$$H = \frac{-\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{m^*(z)} \frac{d}{dz} \right] + V(z) \quad (5)$$

که جرم موثر وابسته به مکان به صورت زیر می‌باشد:

در سال‌های اخیر چاه‌های کوانتمویی کرنشی مبتنی بر AlGaN/GaN InGaN/GaN GaN مانند InGaN/AlGaN توجهات بسیاری را به خاطر خواص فیزیکی منحصر به فردشان به سمت خود معطوف کرده‌اند. این ترکیبات سه‌تایی GaN کاربردهای بسیاری در صنایع الکترونیکی مانند ترانزیستورهای (HEMTs) و صنایع اپتیکالکترونیکی مانند دیودهای ساطع‌کننده نور (LEDs) دارند [۱]. نیمرساناهای نیتریدی با ساختار بلوری شش‌گوشی (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 کوانتمویی بر پایه GaN دارد. به همین منظور تلاش زیادی برای بررسی خواص نوری و الکترونیکی ساختار نیمرسانای نیتریدی صورت گرفته است [۳]. خواص نوری غیرخطی مرتبه دوم از قبیل SHG فقط در سیستم‌های نامتقارن غیر صفر می‌باشد. در چاه‌های کوانتمویی بر پایه GaAs می‌توان با اعمال میدان الکتریکی خارجی یا با ترکیب نامتقارن از مواد، تقارن پتانسیل تحديد را حذف کرد. اما همانطور که قبل ذکر شد، چاه‌های کوانتمویی 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. اخیراً بررسی‌های متعددی در مورد اثر تابش لیزری قوی بر روی خواص نوری و الکتریکی نانوساختارهای بر پایه ترکیب GaAs مانند چاه‌های کوانتمویی مربعی [۴]، نیمه‌سهمی [۵]، سهمی [۶]، مربعی دوگانه [۷]، و ۷V و ۸V شکل [۸] صورت گرفته است. ما قبلاً به بررسی خواص نوری از قبیل ضریب جذب و ضریب شکست چاه کوانتمویی کرنشی پرداخته‌ایم [۹]. در این مقاله، اثر تابش لیزری قوی و پارامترهای ساختاری مانند غلضت ایندیم (In) و الومینیوم (Al) روی ضریب تولید

که  $\theta$  تابع پلهای هویسايد 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 کوانتموی 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:

$$\chi_{2\omega}^{(2)} = \frac{\sigma_v}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{\mu_{32} \mu_{21} \mu_{13}}{(\omega - \omega_{21} - i\Gamma_0) \left( 2\omega - \omega_{31} - i \frac{\Gamma_0}{2} \right)} \quad (11)$$

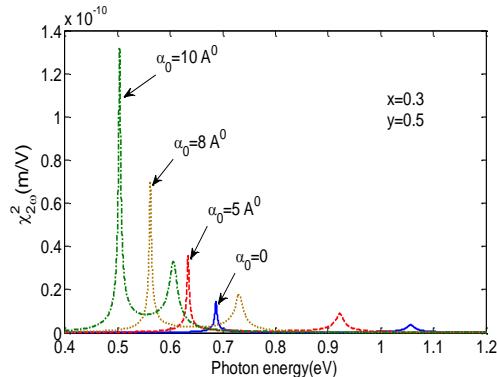
که  $\mu_{ij} = \langle \psi_i | z | \psi_j \rangle$  عنصر ماتریس گشتاور دوقطبی الکتریکی و  $E_{ij} = E_i - E_j$  اختلاف انرژی بین ترازها،  $\hbar\omega$  انرژی فوتون فرودی،  $\Gamma_0$  آهنگ واهلش و  $\sigma_v$  چگالی حامل‌های بار می‌باشد.

### 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  $\sigma_v = 3.0 \times 10^{22} m^{-3}$   $T_0 = 0.1 ps$  می- باشند. محاسبات برای پهنهای چاه  $L_w = 20 \text{ \AA}$  و پهنهای سد  $L_b = 50 \text{ \AA}$  انجام شده است.

جدول ۱: پارامترهای استفاده شده در محاسبات [۲].

در شکل (۱) تغییرات ضریب SHG بر حسب انرژی فوتون فرودی برای مقادیر مختلف  $\alpha_0$  رسم شده است. با افزایش  $\alpha_0$  ترازهای انرژی به یکدیگر نزدیکتر می‌شوند و اختلاف انرژی بین ترازها کاهش پیدا می‌کند. به همین دلیل قله‌های تشديد SHG به سمت انرژی‌های کمتر جابجا می- شوند.



$$m^*(z) = \begin{cases} m_w^* & 0 \leq z < L_w \\ m_b^* & z < 0, z > L_w \end{cases} \quad (6)$$

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

$$V(z) = \begin{cases} V_0 + eF_b z & z < 0 \\ eF_w z & 0 \leq z < L_w \\ eF_w L_w + eF_b (z - L_w) + V_0 & z > L_w \end{cases} \quad (7)$$

در رابطه بالا  $e$  اندازه بار الکتریکی و  $V_0$  ارتفاع پتانسیل بین لایه‌های  $Al_x Ga_{1-x} N$  و  $In_y Ga_{1-y} N$  می‌باشد که می‌توان آن را از ناپیوستگی گاف نواری بدست آورد. تئوری برهمنش میدان لیزری قوی با الکترون مقید در یک چاه کوانتموی 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 کوانتموی کرنشی در حضور میدان قوی لیزری به صورت زیر می‌باشد:

$$\frac{-\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{m^*(z)} \frac{d\psi(z)}{dz} \right] + V_d(\alpha_0, z) \psi(z) = E \psi(z) \quad (8)$$

$V_d(\alpha_0, z)$  پتانسیل تحدید استثمار شده می‌باشد. که در آن  $e$  بار الکتریکی،  $m$  جرم موثر الکترون،  $c$  سرعت نور در خلاء و  $A$  دامنه بردار پتانسیل و  $I$  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.

$$\begin{aligned} V_d(z, \alpha_0) = & (V_0 + eF_b z) \\ & + (eF_w z - V_0 - eF_b z) \times \theta((z - \alpha_0)(L_w - z - \alpha_0)) \\ & - \left[ \frac{(V_0 + eF_b z - eF_w z)}{\pi} \cos^{-1}\left(\frac{-z}{\alpha_0}\right) \right. \\ & \left. + e \frac{F_b - F_w}{\pi} \sqrt{\alpha_0^2 - z^2} \right] \times \theta(-|z| + \alpha_0) \\ & - \left[ \frac{(V_0 + eF_b z - eF_w z)}{\pi} \cos^{-1}\left(\frac{z - L_w}{\alpha_0}\right) \right. \\ & \left. - e \frac{F_b - F_w}{\pi} \left( \sqrt{\alpha_0^2 - (z - L_w)^2} + L_w \cos^{-1}\left(\frac{L_w - z}{\alpha_0}\right) \right) \right] \\ & \times \theta(|z - L_w| + \alpha_0) \end{aligned} \quad (10)$$

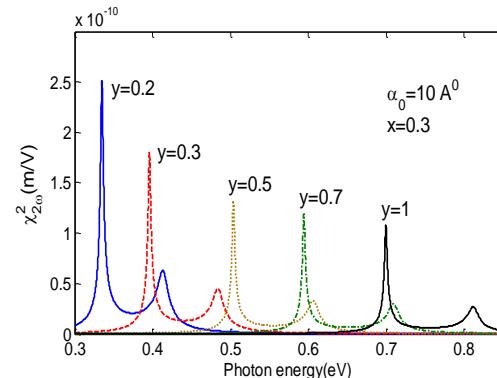
شکل ۳: تغییرات ضریب SHG بر حسب انرژی فوتون فروندی برای مقادیر مختلف  $x$ .

### 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.

شکل ۱: تغییرات ضریب SHG بر حسب انرژی فوتون فروندی برای مقادیر مختلف  $y$ .

تغییرات ضریب SHG بر حسب انرژی فوتون فروندی برای مقادیر مختلف غلضت 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  $\delta E$  با افزایش y بیشتر می‌شود.



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

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

