بهینه سازی عملکرد لیزر نیمه رسانای مبتنی بر AlGaInP با معرفی ساختار موجبری نامتقارن سه گانه اکستریم

زهرا دانش کفترودی[۱]

دانشگاه گیلان، دانشکده فنی و مهندسی شرق گیلان، گروه علوم مهندسی، رودسر، واجارگاه.

دریافت: ۱۳۹۹/۷/۳۰ پذیرش: ۱۴۰۳/۹/۱۰

چکیده

در این مقاله، بهبود عملکرد لیزر نیمه رسانای قرمز مبتنی بر AlGaInP برای اولین بار با معرفی ساختار جدید موجبر نامتقارن سه‌گانه‌ی اکستریم بررسی شده است. در ساختار موجبر پیشنهادی جدید برای تغییر ساختار یک لیزر متقارن مرسوم، در گام نخست، ضخامت‌های لایه‌ی موجبر و غلاف آلائیده نوع n افزایش یافته است و پس از آن، برای طراحی لایه‌های غلاف و موجبر آلائیده نوع n و p در ساختار لیزر نیمه رسانای قرمز، یک نامتقارنی سه گانه در نظر گرفته شده است. عملکرد ساختار متقارن مرسوم و ساختار جدید نامتقارن سه‌گانه‌ی اکستریم به‌صورت تئوری در نرم‌افزار PICS3D انجام شده است. شبیه‌سازی‌های سه بعدی انتقال حامل، موجبری نوری و خودگرمایشی به‌صورت خودسازگار در نرم‌افزار ترکیب شده اند. نتایج شبیه‌سازی حاکی از بهبود قابل‌توجه عملکرد ساختار نامتقارن پیشنهادی جدید در مقایسه با ساختار متقارن مرسوم هستند. دلایل بهبود عملکرد لیزر در این تحقیق مورد بررسی قرار گرفته اند. نتایج شبیه سازی نشان می دهند که استفاده از ساختار جدید منجر به کاهش همپوشانی مد نوری با نواحی با آلایش بالا می گردد. از طرف دیگر با کاهش جریان نشتی الکترون ها، افزایش در آهنگ بازترکیب القایی رخ می دهد که این منجر به کاهش جریان آستانه، افزایش توان خروجی می گردد. با کاهش مقاومت سری و افزایش پایداری حرارتی ساختار پیشنهادی جدید، بهینگی این ساختار تایید می گردد.

واژه های کلیدی: لیزر دیود مبتنی بر AlGaInP، شبیه‌سازی، توان، جریان آستانه، موجبر نامتقارن سه‌گانه ی اکستریم، PICS3D.

[۱] نویسنده مسئول zahraadanesh@guilan.ac.ir

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

۱- مقدمه

لیزرهای نیمه رسانا یکی از ادوات کارآمد در تبدیل انرژی الکتریکی به انرژی نوری هستند و به همین دلیل در فن-آوریهای پیشرفته نوری، از عناصر اصلی محسوب می‌شوند[۱] . در این بین، لیزرهای نیمه رسانای مبتنی برAlGaInP با طول موج خروجی ۶۶۰ نانومتر افزاره‌های کلیدی برای استفاده به عنوان منابع نوری در سیستم های اپتیکی کاربردی برای دیسک‌های چندکاره‌ی دیجیتالی قابل ضبط و قابل نوشتن هستند. در این سیستم‌ها ضبط با سرعت بالا مورد نیاز است، بنابراین، توان نوری پرتوی لیزری که بر روی دیسک متمرکز می‌شود برای تامین این نیاز، باید افزایش یابد. برای دستیابی به این امر، لیزرهای نیمه رسانای مبتنی برAlGaInP با کارآیی بالا مورد نیاز هستند[۲].

لیزرهای نیمه رسانا معمولا از کاواک نوری[۱] بزرگ با ساختارهای محدودکننده‌ی مجزایی[۲] استفاده می‌کنند که از موجبرهای متقارن تشکیل می‌شوند. این موجبرهای پهن متقارن توسط لایه‌های غلاف[۳] با آلائیدگی p و n با ترکیب مادی نیمه رسانی مشابه در لایه های مذکور ساخته می‌شوند. در لیزرهای توان بالا که بسیار بالاتر از سطح آستانه کار می‌کنند، مشخصه‌ی بسیار مهم عملکرد لیزر، کارآیی بالای آن در جریان های تزریقی پایین است. اما، در جریان تزریقی بسیار بالا، به دلیل گرمایش لیزر در موجبرهای پهن، کاهش توان رخ میدهد [۳]. طراحی موجبر متقارن بسته به کاربرد مورد نظر لیزر قابل بهینه‌سازی است. یک رویکرد برای حل این مساله که به‌صورت تجربی توسط بودا[۴] برای لیزرهای نیمه رسانا با طول موج خروجی ۸۲۶ nm انجام شده است، شامل تغییر تقارن موجبر در لیزر مذکور می شود. در ساختار موجبر پیشنهادی او، همپوشانی مد نوری با لایه غلاف با آلایش نوع p که دارای جذب نوری بسیار بالا است، کاهش یافته است [۴]. در سال های اخیر، به‌طور موفقیت‌آمیزی از ساختارهای موجبری نامقارن دوگانه‌ی اکستریم (EDAS)[۵] برای لیزرهای توان بالا با چاه های کوانتومی InGaAs در طول موج ۹۴۰ nm استفاده شده است [۵ و۶]. در ساختارهایEDAS، ضخامت لایه‌ی غلاف با آلایش نوع n افزایش داده می‌شود. علاوه بر این، اختلاف ضریب شکست موجود بین لایه های موجبر و غلاف نوع n بسیار کم‌تر از این اختلاف در لایه های غلاف و موجبر نوع p است. ضخامت لایه‌ی غلاف نوع p نیز کاهش داده می شود، تا با کاهش اتلاف نوری ناشی از جذب، کارآیی لیزر نیمه رسانا افزایش چشمگیری یابد. علاوه بر این با کاهش ضخامت لایه غلاف نوع p مقاومت الکتریکی لیزر تا حد زیادی کاهش می‌یابدکه منجر به بهبود عملکرد لیزر می‌شود. اما، این امر موجب افزایش جریان آستانه به

---

[1] Optical Cavity

[2] Separate Confinement

[3] Cladding layer

[4] Buda

[5] Extreme Double Asymmetric

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

دلیل کاهش شدید همپوشانی مد نوری با ناحیه‌ی فعال (کاهش بهره نوری) می گردد. این تحقیقات بر روی موجبرهای نامتقارن حاکی از اهمیت بهینه‌سازی طراحی موجبر برای بهبود عملکرد لیزر است. روش پیشنهادی جدید در این مقاله برای کاهش جریان آستانه عبارت است از ساختار نامتقارن سه‌گانه‌ی اکستریم (ETAS)[1]. در این ساختار نامتقارن، در گام نخست، طول لایه‌ی غلاف نوعn افزایش داده می‌شود و نامتقارنی سه‌گانه بر روی طراحی لایه‌های نیمه رسانای استفاده شده در ساختار جدید معرفی می گردد[۷].

یافتن بهترین و کارآمدترین ساختارها برای لیزرهای نیمه رسانا کاری نیست که بتواند به‌راحتی و تنها بصورت تجربی صورت گیرد. مدل‌سازی محاسباتی اخیرا به عنوان رویکردی مقرون‌به‌صرفه در راستای طراحی لیزرهای نیمه رسانای جدید و همچنین پیش‌بینی مشخصات آن‌ها به کار برده می شود. [۸].

در این مطالعه، دو لیزر نیمه رسانای مبتنی بر AlGaInP بررسی شده اند تا توان خروجی لیزر با جریان آستانه و ولتاژ کار قابل قبولی ایجاد شود. اول، لیزر چاه کوانتومی متقارن مرسوم پیشنهاد شده و با استفاده از PICS3D[2] شبیه‌سازی شده است. این نرم افزار یک شبیه‌ساز سه بعدی برای طراحی لیزرهای نیمه رسانا و سایرادوات فوتونیکی با ناحیه فعال است [۹]. این شبیه ساز به‌طور خودسازگار[3] شبیه‌سازی سه بعدی انتقال حامل، موجبری نوری و خودگرمایش را با یکدیگر ترکیب می کند. در ادامه، نشان داده شده است که لیزر نیمه رسانا با ساختار جدید نامتقارن سه‌گانه‌ی اکستریم با خصوصیات بهبود یافته دارای جریان آستانه و مقاومت سری کاهش یافته، توان خروجی و بازده شیب افزایش یافته و پایداری حرارتی بهبود یافته است. در ساختار موجبر پیشنهادی جدید، ابتدا، ضخامت لایه های موجبر و غلاف نوع n افزایش داده شده است و پس از آن، نامتقارنی سه‌گانه در طراحی لایه های غلاف و موجبر نوع n و نوع p در ساختار لیزر نیمه رسانا در نظر گرفته شده است. ساختار این مقاله به شرح زیر است.

در بخش‌های دوم و سوم، به ترتیب، ساختار لیزر، مدل‌های نظری و پارامترهای مادی بکار رفته در این تحقیق معرفی شده اند. بخش چهارم به ارائه نتایج شبیه‌سازی و بحث اختصاص داده شده است.

۲- ساختار لیزر

لیزر متقارن از لایه‌ی بافر[4] $n\text{-}Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ با ضخامت μm ۰٫۳، لایه‌ی غلاف $n\text{-}(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.5}In_{0.5}P$ با ضخامت μm ۲، لایه‌ی موجبر $n\text{-}(Al_{0.7}Ga_{0.3})_{0.5}In_{0.5}P$ با ضخامت μm ۱ تشکیل شده است. ناحیه فعال شامل سه چاه کوانتومی کرنش یافته $In_{0.55}Ga_{0.45}P$ با ضخامت μm ۰٫۰۰۵ و سدهای $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.5}In_{0.5}P$ با ضخامت μm ۰٫۰۱می‌شود. لایه‌ی موجبر $p\text{-}(Al_{0.7}Ga_{0.3})_{0.5}In_{0.5}P$ با ضخامت μm ۱، لایه‌ی غلاف $p\text{-}(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.5}In_{0.5}P$ با ضخامت μm ۲ و لایه‌ی پوشش[5] $p\text{-}Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ با آلایش بالا و ضخامت μm ۰٫۱ در ساختار قرار داده شده اند. طول

[1] Extreme Triple Asymmetric Structure

[2] Photonic Integrated Circuit Simulator in 3D

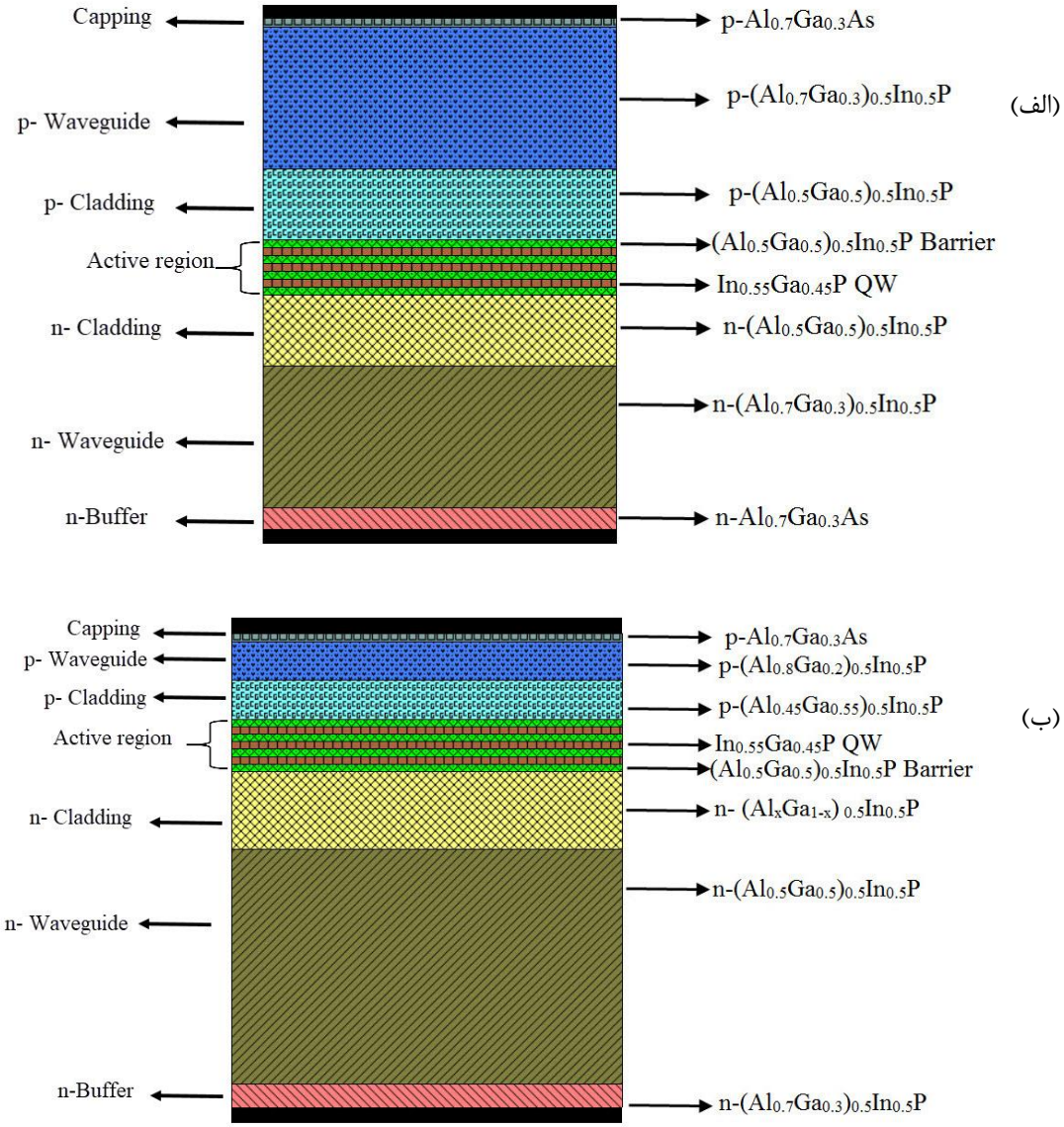
[3] Self-Consistent

[4] Buffer

[5] Capping

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

کاواک فابری – پرو [1] برابر با μm ۴۰۰ در نظر گرفته شده است. هر دو رخ لیزر دارای انعکاس ۵۲٪ هستند. در ساختار نامتقارن سه‌گانه‌ی اکستریم، ضخامت لایه‌های غلاف $p\text{-}(Al_{0.8}Ga_{0.2})_{0.5}In_{0.5}P$، موجبر و غلاف $n\text{-}(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.5}In_{0.5}P$ به ترتیب برابر با ۰٫۵، ۰٫۵ و ۳ میکرومتر هستند. ترکیب لایه‌ی موجبر $n\text{-}(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ دارای گریدینگ خطی [2] از x = ۰٫۷ تا x = ۰٫۵ بر روی ضخامت μm ۱ است. بخش‌های دیگر ساختار لیزر متقارن در لیزر پیشنهادی نامتقارن جدید بدون تغییر باقی مانده است. شکل ۱ ساختارهای متقارن و ETAS را نشان می‌دهد.



شکل ۱. ساختار شماتیک (الف) لیزر با موجبر متقارن و (ب) لیزر با موجبر ETADS

[1] Fabry-Perot

[2] Linear Graded

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

۳- مدل تئوری و پارامترهای مادی

از شبیه‌ساز PICS3D برای تحلیل، طراحی و بهینه‌سازی ساختارهای پیشنهادی استفاده می‌شود. معادلات اصلی که رفتار الکتریکی نیمه هادی را توصیف می‌کنند رابطه‌ی پوآسون[۱] (۱) همراه با معادلات پیوستگی جریان[۲] (۲) و (۳) برای الکترون‌ها و حفره هستند [۱۰]:

$$-\nabla.\left(\frac{\varepsilon_0\varepsilon_{dc}}{q}\nabla V\right)=-n+p+N_D(1-f_D)-N_A+\sum_j N_t(\delta_j-f_{tj}) \quad (۱)$$

$$\nabla.\mathbf{J_n}-\sum_j R_n^{tj}-R_{sp}-R_{st}-R_{Aug}+G_{opt}(t)=\frac{\partial n}{\partial t}+N_D\frac{\partial f_D}{\partial t} \quad (۲)$$

$$\nabla.\mathbf{J_p}+\sum_j R_P^{tj}+R_{sp}+R_{st}+R_{Aug}-G_{opt}(t)=-\frac{\partial P}{\partial t}+N_A\frac{\partial f_A}{\partial t} \quad (۳)$$

در رابطه‌ی (۱) ε_0و ε_{dc} به ترتیب ضریب گذردهی مربوط به خلا و دی‌الکتریک هستند. همچنین، n و p تراکم الکترون‌ها و حفره‌ها هستند. N_D و N_A چگالی ناخالص‌ی های سطحی دهنده و گیرنده هستند. N_{tj} چگالی j امین تله عمیق است، f_D و f_A به ترتیب ترازهای فرمی ناخالصی‌های دهنده و گیرنده هستند و f_{tj} تراز فرمی j امین تله‌ی عمیق است. در روابط (۲) و (۳)، G_{opt} آهنگ تولید فوتون در واحد حجم است. همچنین، R_{st}، R_{sp} و R_{Aug} به ترتیب آهنگ بازترکیبهای القایی[۳]، خودبخودی[۴] و اوژه [۵]هستند [۱۰]. برای در نظر گرفتن ویژگی‌های نوری لیزر نیمه‌هادی یعنی توزیع میدان نوری و تعداد فوتون‌ها در کاواک لیزر، معادله‌ی موج اسکالر مختلط و معادله‌ی آهنگ تغییرات فوتون حل می‌شوند. بهره‌ی نوری بر مبنای مدل گذار بین نواری[۶] محاسبه می‌شود [۱۱]:

$$g(E)=\frac{g_0}{2\pi Et}\sum_{i,j}\int_0^\infty\frac{(\frac{\pi}{\Gamma})f_{dip}(k_t)M_b(f_j-f_i)d^2k_t}{1+\frac{(E_{cj}(k_t)-E_{kpi}-E)^2}{\Gamma^2}} \quad (۴)$$

که t ضخامت چاه کوانتومی و $\Gamma=\hbar/\tau_{scat}$ پهن شدگی ناشی از زمان واهلش پراکندگی بین نواریτ_{scat} است. E_{cj} نشان دهنده j امین زیر نوار باند هدایت است و E_{kpi} نیز i امین زیرنوار باند ظرفیت در محاسبه‌ی k.p است. جمع بندی بر روی زیرنوارهای هدایت و ظرفیت است. $g_0=\pi q^2\hbar/\varepsilon_0 c m_0^2 n$ ثابتی با تمام نمادهایی هست که دارای معانی معمول خود هستند. M_b ممان دو قطبی نام دارد [۱۱]. کار بر روی چاه‌های کوانتومی کرنش یافته[۷] با استفاده

---

[1] Poisson's Equation

[2] Current Continuity

[3] Stimulated Recombination

[4] Spontaneous Recombination

[5] Auger Recombination

[6] Interband Transition

[7] Strained Quantum Well

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

از نظریه‌ی k.p انجام می‌شود، اثرات آمیختگی نوار ظرفیت[1] در نظر گرفته شده است و زیرنوارهای چاه کوانتومی برای محاسبه‌ی غلظت‌های حامل و بهره‌ی نوری با قطری‌سازی هامیلتونین لوتینگر- کون[2] در تقریب چهار نواری حل می-شوند [۱۲]:

$$\begin{pmatrix} P+Q & -S & R & 0 \\ -S^* & P-Q & 0 & R \\ R^* & 0 & P-Q & S \\ 0 & R^* & S^* & P+Q \end{pmatrix} \tag{۵}$$

با

$$P=\frac{\hbar^2}{2m_0}\gamma_1(k_x^2+k_y^2+k_z^2)+P_\varepsilon+E_\upsilon(z),$$

$$Q=\frac{\hbar^2}{2m_0}\gamma_2(k_x^2+k_y^2-2k_z^2)+Q_\varepsilon,$$

$$S=\sqrt{3}\frac{\hbar^2}{m_0}\gamma_3 k_z(k_x-ik_y),$$

$$R=\sqrt{3}\frac{\hbar^2}{2m_0}(\gamma_2(k_x^2-k_y^2)-2\gamma_3 k_x k_y), \tag{۶}$$

$$P_\varepsilon=-a_\upsilon(\varepsilon_{xx}+\varepsilon_{yy}+\varepsilon_{zz}),$$

$$Q_\varepsilon=-\frac{b}{2}(\varepsilon_{xx}+\varepsilon_{yy}-2\varepsilon_{zz}),$$

$$\varepsilon_{xx}=\frac{a_{st}-a_0}{a_0},$$

$$\varepsilon_{zz}=-2\frac{C_{12}}{C_{11}}\varepsilon_{xx},$$

که $\hbar$ ثابت پلانک است که بر 2π تقسیم می‌شود و m_0 جرم آزاد الکترون است، γ_1، γ_2 و γ_3به ترتیب پارامترهای لاتینگر[3] هستند و k_x ، k_y و k_z به ترتیب مولفه‌های بردار موج هستند، $E_v(z)$ پتانسیل محدودسازی[4] در نوار ظرفیت است، ε_{ij} عبارت است از مولفه‌های تانسور کرنش[5]، a_v و b پتانسیل‌های تغییر شکل[6] هستند، C_{ij} ثابت‌های الاستیک

[1] Valence Band Mixing

[2] Luttinger_Kohn Hamiltonian

[3] Luttinger

[4] Confinement Potential

[5] Strain Tensor

[6] Deformation Potentials

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

هستند، a_0 و a_{st} ثابت‌های شبکه به ترتیب برای ساختارهای غیر کرنشی و کرنش یافته هستند. R^* و S^* به ترتیب مزدوج هرمیتی R_k و S_k هستند و با تغییر علامت بخش موهومی i حاصل می‌شوند.

در مدل حرارتی، از نقطه نظر تئوری، مساله‌ی ما شامل حل معادله‌ی شارش حرارتی است [۱۲]:

$$C_L \rho_L \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla . K_L \nabla T + H_{heat} \qquad (۷)$$

که C_L حرارت ویژه‌ی شبکه بلوری و H_{heat} منابع تولید گرما هستند. ρ_L و K_L به ترتیب چگالی ماده و هدایت گرمایی را نشان می دهند. می‌توان منابع گرمایش را به گرمای ژول[۱]، گرمای تولید و بازترکیب[۲]، گرمای جذب[۳] و گرمای تامسون[۴] تقسیم کرد [۱۲].

اکثر پارامترهایی که در شبیه سازی مورد استفاده قرار گرفتند، مقادیر استانداری حاصل از مرجع[۱۲] هستند. ضرایب بازترکیب خودبخودی و اوژه به ترتیب برابر هستند با $B=۲\times۱۰^{-۱۶}\ cm^{۳}S^{-۱}$ و $C_n = C_p= ۲\times۱۰^{-۴۳}\ cm^{۶}S^{-۱}$ هستند. سطوح مقطع ناشی از جذب توسط الکترون‌های آزاد و حفره‌ها (متناسب با چگالی‌های حامل مربوطه) به ترتیب برابر با $\alpha_n= ۴ \times۱۰^{-۱۸}\ cm^{۲}$ و $\alpha_p= ۱۲ \times۱۰^{-۱۸}\ cm^{۲}$ هستند. چگالی‌های موثر حالت‌های چاه های کوانتومی از روی محاسبه‌ی کوانتوم-مکانیکی حاصل می‌شوند. در شبیه‌سازی حرارتی، فرض بر این است که اتصال پایینی دارای دمای شبکه و اتصال بالایی دارای جریان توان حرارتی پیش‌رونده باشد. ضریب انتقال حرارت در اتصال-p برابربا صفر است. دمای شبکه مجهول است که با حل معادله‌ی شارش حرارتی به دست می آید. ضرایب رسانش گرمایی بصورت تقریبی با در نظر گرفتن اثرات ترکیب آلیاژ و پراکنش رابطه‌ی فونون بر روی رسانش حرارتی تخمین زده می شوند. K_L برای لایه‌های نیمه رسانای $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ و $Al_xGa_{1-x}AS$ به ترتیب ۶ W/Kcm و ۱۵ W/Kcm در نظر گرفته شده است [۱۳].

موبیلیتی[۵] حامل یک پارامتر مادی کلیدی در شبیه‌سازی انتقال حامل ها است. از تقریب توماس[۶] برای تخمین موبیلیتی به عنوان تابعی از چگالی حامل استفاده شده است [۱۲]:

$$\mu(N) = \mu_{min} + \frac{\mu_{max}-\mu_{min}}{1+(\frac{N}{N_{ref}})^{\alpha}} \qquad (۸)$$

که μ_{max} بیشینه موبیلیتی (بدون ناخالصی) و μ_{min} کمینه موبیلیتی برای چگالی‌های ناخالصی بالا است. پارامترهای موبیلیتی برای $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ و $Al_xGa_{1-x}AS$ به ترتیب در جدول ۱ و ۲ نشان داده شده‌اند.

---

[1] Joule Heat

[2] Generation / Recombination Heat

[3] Absorption Heat

Heat[4] Thomson

[5] Mobility

[6] Thomas Approximation

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

جدول ۱. پارامترهای موبیلیتی $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$

پارامتر	μ_{min}	μ_{max}	N_{ref}	α
واحد	$m^{-۳}V^{-۱}S^{-۱}$	$m^{-۳}V^{-۱}S^{-۱}$	$m^{-۳}$	-
الکترون‌ها	۰	۰,۰۱۵	۵×۱۰^{۲۳}	۰,۴۳
حفره‌ها	۰	۰,۰۳۹۷	$۲,۷\times۱۰^{۲۳}$	۰,۳۹۷

جدول ۲. پارامترهای موبیلیتی $Al_xGa_{1-x}AS$

پارامتر	μ_{min}	μ_{max}	N_{ref}	α
واحد	$m^{-۳}V^{-۱}S^{-۱}$	$m^{-۳}V^{-۱}S^{-۱}$	$m^{-۳}$	-
الکترون‌ها	۰	۰,۸۵	$۱,۶۹\times۱۰^{۲۳}$	۰,۴۳۶
حفره‌ها	۰	۰,۴	$۲,۷۵\times۱۰^{۲۳}$	۰,۳۹۵

برای سیستم ماده‌ی $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$، پهنای گاف نواری با استفاده از رابطه‌ی زیر حاصل می‌شود [۱۳]:

$$E_g((Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}) = 4.07 + 0.5 \times (1.425 - (1.9 + 0.6x) \quad (۹)$$

و برای $Al_xGa_{1-x}As$:

$$E_g(Al_xGa_{1-x}As) = 1.9 + 0.125x + 0.143x^2 . \quad (۱۰)$$

ضریب شکست $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ برای لایه‌های مختلف در لیزر با استفاده از روابط زیر محاسبه می‌شود[۱۲]:

$$n_r = 3.65 - 0.37x \quad (۱۱)$$

و برای لایه‌های $Al_xGa_{1-x}As$:

$$n_r = 3.65 - 0.73x . \quad (۱۲)$$

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

در این تحقیق، پارامترهای مربوطه برای محاسبه بهره نوری و ساختار نواری سیستم‌های مادی $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ و $Al_xGa_{1-x}As$ از درون‌یابی خطی[1] مقادیر ترکیبات نیمه رسانای دوتایی به دست آمده اند. پارامترهای مادی ترکیبات نیمه رسانای دو تایی بر در جدول ۳ ارائه شده‌اند.

جدول ۳. پارامتر ماده نیمه‌هادی دوتایی بکار رفته در این تحقیق

پارامتر	واحد	GaAs	InAs	AlAs	InP
m_c	m_0	۰,۰۶۶۵	۰,۰۲۷	۰,۱۵	۰,۰۶۴
γ_1	-	۶,۸۵	۱۹,۶۷	۳,۷۵	۶,۳۵
γ_2	-	۲,۱	۸,۳۷	۰,۸۲	۲,۰۸
γ_3	-	۲,۹	۹,۲۹	۱,۴۲	۲,۷۶
a_0	Å	۵,۶۵۳۲۵	۶,۰۵۸	۵,۶۶۱۱	۵,۸۶۹
C_{11}	GPa	۱۱۸۱	۸۳۲۹	۱۲۵۰	۱۰۲۲
C_{12}	GPa	۵۳۲	۴۵۲,۶	۵۴۳	۵۷۹
a_v	eV	۱,۱۶	۱	۲,۴۷	۰,۶
B	eV	-۲	-۱,۸	-۲,۳	-۲

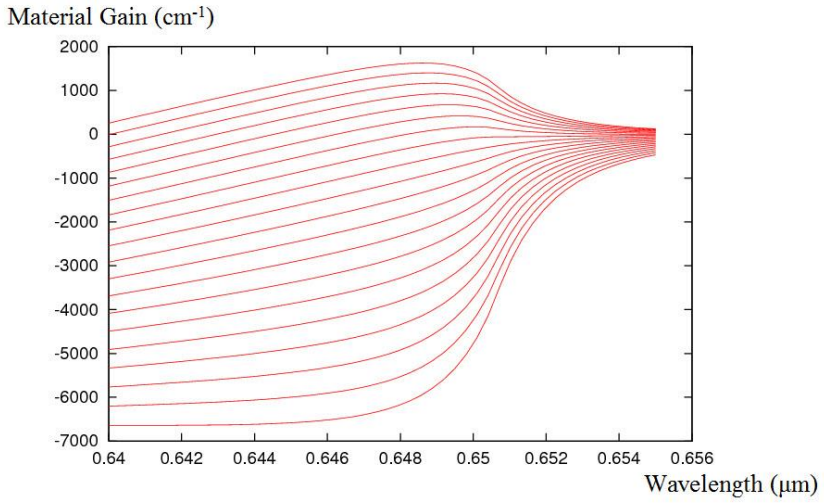
۴- نتایج شبیه‌سازی و بحث

برای حصول اطمینان از اینکه ترکیب و ضخامت چاه های کوانتومی برای تولید طول موج مطلوب مناسب هستند، ابتدا بهره نوری بررسی می‌شود. محاسبه‌ی بهره با استفاده از PICS3D در شکل ۲ ارائه شده است. غلظت حامل های موجود در چاه های کوانتومی برای محاسبه‌ی بهره‌ی نوری به ترتیب برای پایین ترین و بالاترین منحنی در باز m^{-3} ۵×۱۰^{۲۳} تا ۵×۱۰^{۲۴} m^{-3} قرار دارد. باید خاطر نشان شود که با انتخاب درست پارامترهای مادی بکار رفته در شبیه-سازی‌ها، می توان طول موج لیزر دهی افزاره‌های پیشنهاد شده را با دقت چندین نانومتر پیش بینی کرد. شکل ۲ تایید می کند که به دلیل بهره‌ی مثبت چاه های کوانتومی در لیزرهای پیشنهاد شده در بازه‌ی طول موج بین ۰,۶۴ μm تا ۰,۶۵۵ μm ، این ادوات در محدوده طول موجی ذکر شده فعالیت می کنند. به همین دلیل، ترکیب و ضخامت چاه

[1] Linearly Interpolated

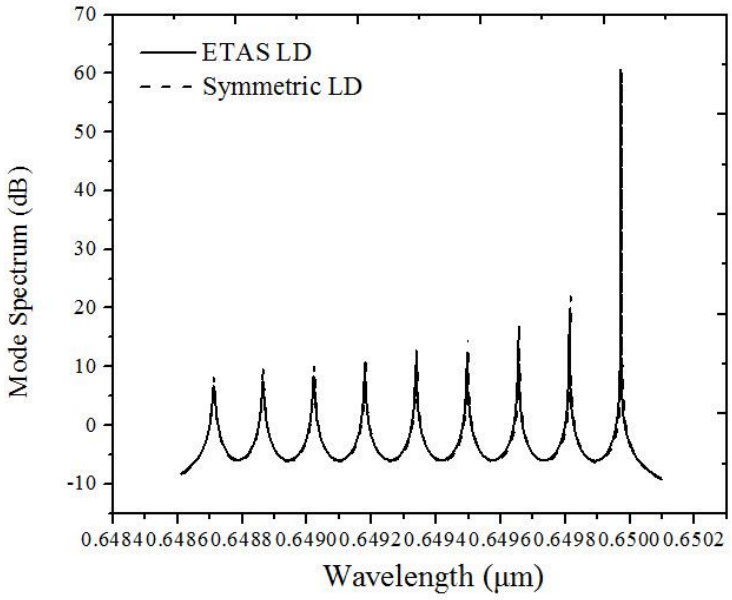
[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

های کوانتومی برای فعالیت در طول موج قرمز مناسب هستند. بیشینه بهره‌ی به و محدوده‌ی طول موج به دست آمده از این نمودار تطابق مناسبی با مرجع [۱۴] دارد.



شکل ۲. بهره محاسبه شده چاه های کوانتومی

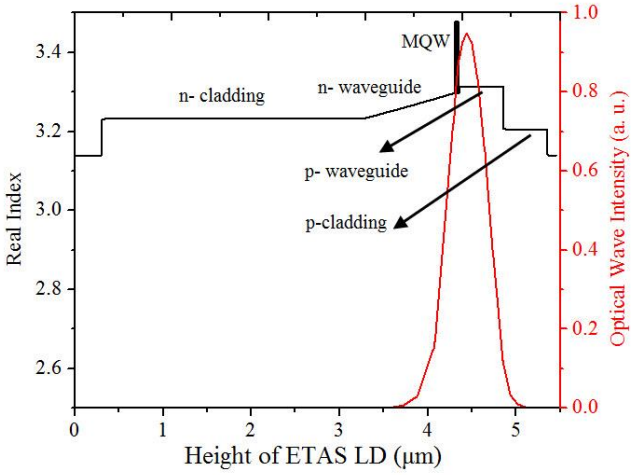
با توجه به مراجع مختلف و نمونه های تجاری موجود، طیف‌های مدی مربوط به دو ساختار پیشنهادی در جریان تزریقی ۲۰۰ mA و دمای زمینه۲۰°C در شکل ۳ نشان داده شده اند. این شکل فعالیت لیزرهای ETAS و متقارن را در طول موج ۶۵۰،۰ μm اثبات می‌کند. این بدان معناست که موجبر ETAS پیشنهادی طول موج خروجی لیزر را تغییر نمی‌دهد.



شکل ۳. طیف‌های مد لیزر متقارن و لیزر ETAS در ۲۰۰ mA و دمای زمینه ۲۰ °C

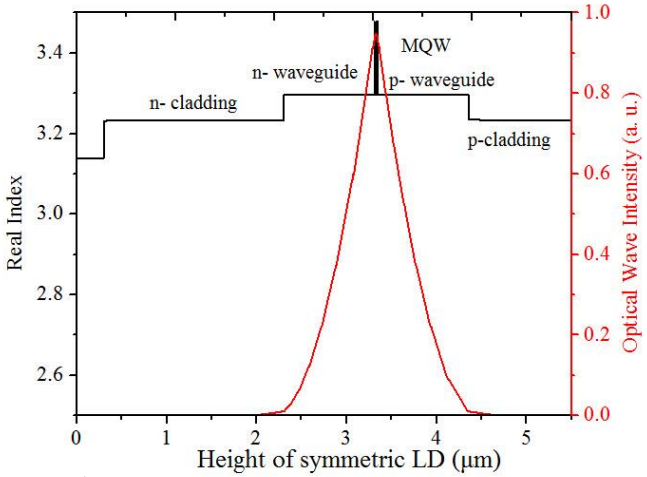
[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

نمودارهای ضریب شکست و شدت نوری محاسبه شده‌ی مد اصلی به ترتیب در شکل‌های ۴ و ۵ برای لیزر دیودهای ETASو متقارن نشان داده شده‌اند. بیشینه شدت موج نوری در طرح موجبر متقارن دقیقا در محل چاه های کوانتومی قرار گرفته است و این در حالی است که بیشینه شدت ETAS به طرف سمت p جابجا شده است. این بدان معناست که ضریب محدودیت نوری[1] طرح جدید کاهش می‌یابد. لذا، انتظار می‌رود که عملکرد لیزر دیود [2] (LD) تخریب شود. در لیزرهای نیمه رسانا محدود سازی مد نوری در ساختار موجبر توسط اختلاف ضریب شکست بین لایه-های غلاف و موجبر تعیین می‌شود. هرچقدر اختلاف بین ضرایب شکست کوچک‌تر باشد، مد با قدرت بیش‌تری در لایه‌های غلاف نفوذ می‌کند.



شکل ۴. نمودار ضریب شکست و مد نوری در لیزر دیود ETAS

همانطورکه در شکل ۵ نشان داده شده است، به‌خاطر اختلاف ضریب شکست کوچک‌تر بین لایه‌های پوشش و موجبر نوعn و نوع p، نفوذ مد نوری در لایه‌هایی با ناخالصی بالا و در نتیجه اتلاف نوری منتجه در لیزر دیود متقارن افزایش می‌یابد. افزایش اتلاف نوری موجب افزایش جریان آستانه و کاهش توان خروجی لیزر دیود متقارن می‌شود. نمودارهای نمایش داده شده در شکلهای ۴ و ۵ همخوانی مناسبی با نمودارهای مشابه در مرجع [۱۵] دارند.

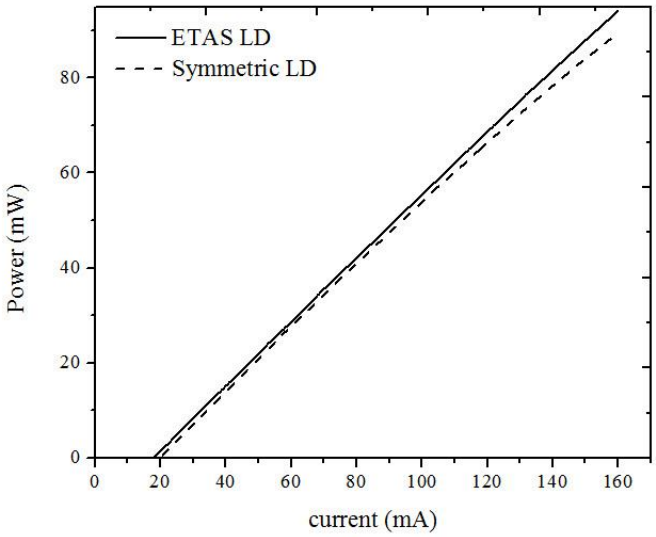


شکل ۵. ضریب شکست و مد نوری در لیزر دیود متقارن

[1] Optical Confinement Factor

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

شکل ۶ این ایده را تایید می‌کند. مشخصه‌ی توان-جریان شبیه‌سازی شده برای لیزر دیود[1]های با ساختار موجبر ETDAS و ساختار متقارن در دمای زمینه ۲۰ °C در شکل ۶ مقایسه شده است. جریان‌های آستانه برای لیزرهای موجبر ETDAS و متقارن به ترتیب برابر با ۱۷,۷ mA و ۲۰ mA هستند. یعنی جریان آستانه تقریبا ۲ mA کاهش می‌یابد. توان خروجی از ۸۹,۹ mW برای لیزر دیود متقارن به۹۴,۷ mW برای لیزر دیود ETDAS در ۲۰۰mA افزایش می‌یابد.



شکل ۶. مشخصه‌ی توان – جریان شبیه‌سازی شده برای ساختارهای متقارن وETDAS در دمای زمینه ۲۰ °C

بازده شیب[2] ویژگی مهم لیزرهای نیمه رسانا است. این ویژگی درصد الکترون‌های تزریقی بالاتر از آستانه‌ای را نشان می‌دهد که در تولید فوتون برای ایجاد پرتوی لیزر شرکت می کنند [۱۲]. این ویژگی با رسم توان خروجی دیود لیزری به ازای جریان تزریقی حاصل می‌شود. بالاتر از جریان آستانه، همانطورکه در شکل ۶ نشان داده شده است، منحنی منتجه معمولا نزدیک به خط صاف است. بازده شیب برابر با شیب این خط است. بازده شیب نیز محاسبه می-شود که از ۰,۶۲ W/A برای لیزر دیود متقارن به ۰,۶۵ W/A برای لیزر دیود ETAS افزایش یافته است و این یک بهینگی برای هر لیزری محسوب می شود. نمودار توان – جریان به دست آمده در این شبیه سازی توسط مطالعات تجربی مراجع [۱۵ و ۱۶] قابل تایید است.

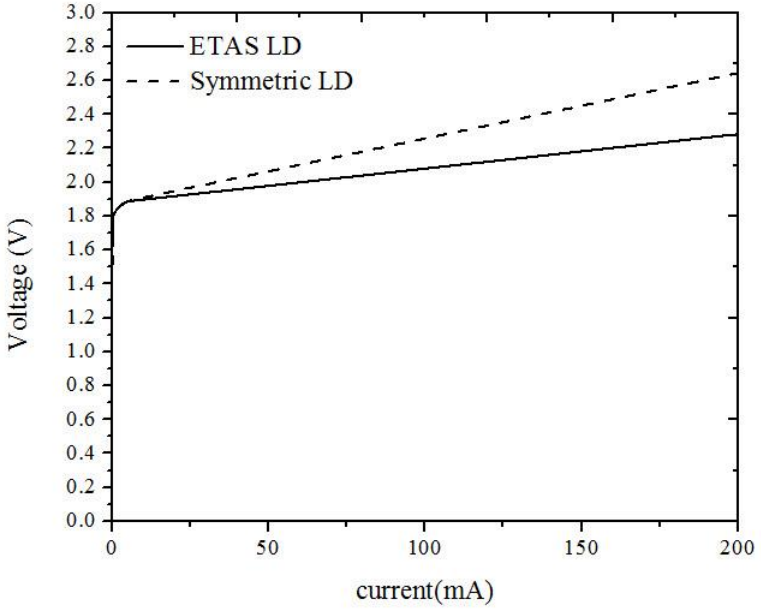
شکل ۷ ولتاژ لیزر دیودهای متقارن و ETDAS را به ازای جریان تزریقی نشان می‌دهد. در رابطه با منحنی‌های ولتاژ- جریان، ولتاژ آستانه لیزر دیود ETDAS کمتر از لیزر دیود متقارن است. ولتاژهای آستانه به ترتیب برای لیزر دیود متقارن و لیزر دیود ETDAS برابر با ۱,۹۹ V و ۱,۹۵ V هستند. همچنین می‌توان مقاومت سری را از روی

[1] Laser Diode

[2] Slope Efficiency

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

شیب منحنی‌های ولتاژ- جریان محاسبه کرد که این مقاومت از Ω۴٫۷ برای لیزر دیود متقارن به Ω ۳٫۸ برای لیزر دیود ETDAS کاهش می‌یابد. به بیان دیگر، مقاومت سری لیزر دیود ETDAS به اندازه‌ی Ω۱٫۱ کمتر از لیزر دیود متقارن است. این بدان معناست که عملکرد لیزر دیود ETDASتا حد زیادی بهبود می‌یابد.

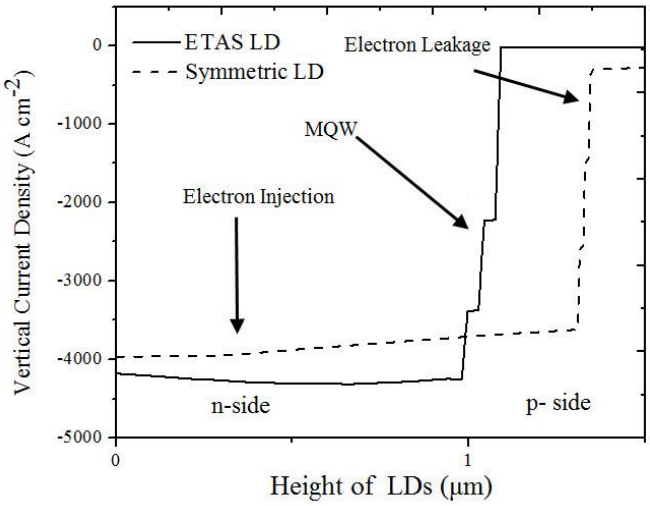


شکل ۷. نمودارهای ولتاژ- جریان شبیه‌سازی شده برای ساختارهای متقارن وETDAS در دمای زمینه ۲۰°C

دلیل افزایش توان خروجی لیزر دیود ETDAS از روی شکل ۸ قابل درک است. توزیع عمودی چگالی جریان الکترون در ساختار متقارن و ETDAS در mA ۲۰۰ در این شکل نشان داده شده است. در لیزرهای نیمه رسانا، الکترون هایی که توسط چاه محدود نشده‌اند احتمالا به ناحیه‌ی نوع p نشت کرده و جریان نشتی الکترون[1] را شکل خواهند داد. هرگاه الکترون‌ها از لایه‌های سمت n به چاه های کوانتومی تزریق شوند، با حفره‌های موجود در آنجا بازترکیب شده و چگالی جریان الکترون در هر چاه کوانتومی کاهش پیدا می‌کند [۱۷]. همانطورکه در شکل ۸ مشخص است، چگالی جریان الکترون در ساختار ETDAS بزرگ‌تر از ساختار متقارن در چاه‌های کوانتومی در سمتn لیزر است و این بدان معناست که الکترون‌های بیش‌تری با حفره‌ها در چاه های کوانتومی در ساختار ETDAS در مقایسه با لیزر دیود متقارن بازترکیب می‌شوند. به‌خاطر بازترکیب موثرتر الکترون‌ها و حفره‌ها در ناحیه‌ی فعال لیزرETDAS ، بازترکیب القایی ساختار نامتقارن افزایش می‌یابد. افزایش بازترکیب القایی به این معنی است که الکترون‌ها و حفره-های بیش‌تری در تولید فوتون شرکت خواهند کرد و بدین ترتیب توان خروجی نیز افزایش پیدا می‌کند.

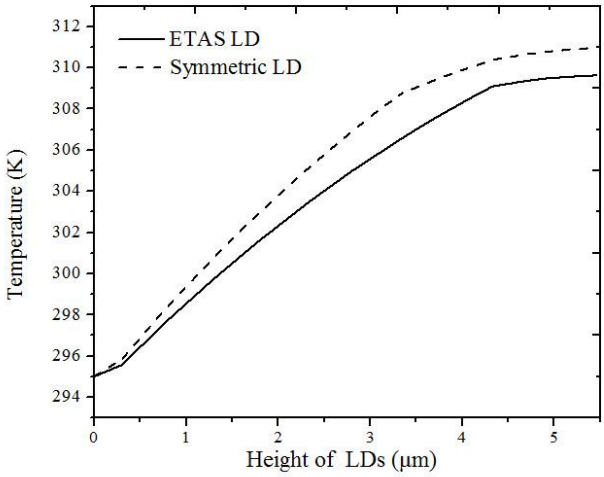
[1] Electron Leakage Current

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]



شکل ۸. چگالی جریان الکترون شبیه‌سازی شده بر حسب ارتفاع برای ساختارهای متقارن وETDAS در جریان تزریقی ۲۰۰mA و دمای زمینه ۲۰°C

پارامتر مهم دیگر در عملکرد دیودهای لیزر توان بالا عبارت است از بهینه‌سازی ویژگی‌های حرارتی لیزر. به‌طور خاص، بهینه‌سازی هندسه‌ی لیزر برای دستیابی به عملکرد توان بالا معیار مهمی در طراحی آن است. دماهای مربوط به ساختارهای متقارن و نامتقارن برحسب ارتفاع افزاره‌هادر شکل ۹ نشان داده شده است. همانطورکه مشاهده می‌شود، دمای ساختار ETAS تقریبا تا ۱۴ K افزایش می‌یابد که کم‌تر از نوع متقارن در همان جریان است. این امر به‌خاطر پایین بودن مقدار جذب نوری و برداشت گرمایی موثر تر در ساختار نامتقارن است. دلیل اصلی برای جذب نوری پایین تر همپوشانی کم‌تر مد اصلی با لایه‌های با آلایش بالای غلاف و موجبر است.



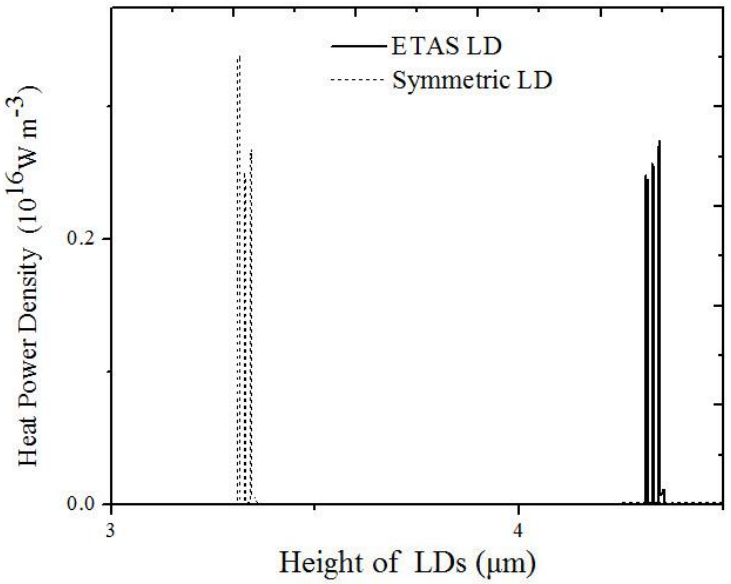
شکل ۹. نمودارهای دمایی محاسبه شده بر حسب ارتفاع برای ساختارهای متقارن وETDAS در جریان تزریقی ۲۰۰ mA و دمای زمینه ۲۰°C

برای کنترل خودگرمایش[1] لیزر، حرارت تولیدشده در لیزر باید بصورت کارآمدی انتقال داده شود. گرمای تولید شده در ناحیه‌ی فعال با جذب حامل آزاد یا بازترکیب غیرتابشی ممکن است بهره ، بازده شیب و توان خروجی را کاهش داده و

[1] Self- Heating

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

عملکرد لیزر را تخریب کند. به همین دلیل، کنترل حرارت در بهبود عملکرد لیزربسیار مهم است. مقاومت حرارتی پایین به این معناست که لیزر می‌تواند گرمای تولید شده را بصورت کارآمدتری انتقال دهد و افزایش دما در ناحیه‌ی فعال کمتر خواهد بود [۱۸].



شکل ۱۰. چگالی توان حرارتی بر حسب ارتفاع برای ساختارهای متقارن و ETDAS در جریان تزریقی ۲۰۰ mA و دمای زمینه ۲۰°C

شکل ۱۰ چگالی توان حرارتی را در دستگاه‌هادر جریان تزریقی ۲۰۰ mA و دمای زمینه ۲۰°C نشان می‌دهد. همانطورکه در این شکل نشان داده شده است، توان حرارتی تولیدی در ناحیه‌ی فعال لیزر دیود ETAS کمی کمتر از لیزر دیود متقارن است. به همین دلیل، دمای ساختار نامتقارن افزایش کمتری می یابد. نتایج و دلایل به دست آمده از این مطالعه، تطابق مناسبی با نمونه های ساخته شده‌ی موجود در مراجع [۱۹ و ۲۰] دارد.

نتیجه‌گیری

به‌طور خلاصه، برای اولین بار، موجبر متقارن سه‌گانه‌ی اکستریم معرفی و در دیود لیزری قرمز مبنی بر InGaAlP بکار گرفته شده است. در ساختار موجبر پیشنهادی ETAS جدید، در گام نخست، ضخامت لایه‌های موجبر نوع n و غلاف نوع n افزایش داده شد و سپس تقارن سه‌گانه در طراحی لایه‌های موجبر و غلاف نوع n و نوع p در ساختار موجبر لیزر در نظر گرفته شد. عملکرد ساختارهای لیزرمرسوم و پیشنهادی جدید از نظر تئوری با استفاده از نرم افزار PICS3D مطالعه شد. این نرم افزار شبیه‌سازی‌های سه بعدی انتقال حامل، موجبری نوری و خودگرمایشی را به صورت خودسازگار ترکیب می کند. نتایج شبیه سازی نشان دادند که عملکرد ساختار پیشنهادی در مقایسه با ساختار متقارن مرسوم تا حد زیادی بهبود یافته است. لیزر نیمه رسانا با ساختار جدید نامتقارن سه‌گانه‌ی اکستریم دارای

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

جریان آستانه و مقاومت سری کاهش یافته، توان خروجی و بازده شیب افزایش یافته و پایداری حرارتی بهبود یافته است. که تمام این خصوصیات در عملکرد توان بالا اهمیت بسزایی دارند.

تشکر و قدردانی

تشکر ویژه‌ی خود را نثار مدیران شرکت .Cross Light می‌کنم که برنامه‌ی شبیه‌سازی پیشرفته‌ی PICS3D (نسخه ۲۰۰۸,۱۲) را به صورت آنلاین در اختیار دانشگاه گیلان قرار دادند.

منابع

1. Frevert C., "Optimization of broad-area GaAs diode lasers for high powers and high efficiencies in the temperature range 200-220 K", Doctoral thesis (2018).
2. Hiroyama R., Inoue D., Kameyama S., Tajiri A., Shono M., Sawada M. , Ibarak A., "High-Power 200mW 660nm InGaAlP Laser Diodes with Low Operating Current", Jpn. J. Appl. Phys., 43, No. 4B (2004) 1951- 1955.
3. Ryvkina B. S., Avrutinb E. A., "Asymmetric, nonbroadened large optical cavity waveguide structures for high-power long-wavelength semiconductor lasers", J. Appl. Phys., 97, (2005) 123103 .
4. Buda M., Roer van de T. G., Kaufmann L. M. F., Iordache Gh., Cengher D., Diaconescu D., Petrescu-Prahova I. B., Haverkort J. E. M., Van der Vleuten W., Wolter J. H., "Analysis of 6-nm AlGaAs SQW low-confinement laser structures for very high-power operation", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron, 3, (1997) 173-179.
5. Ryvkina B. S., Avrutinb E. A., "Improvement of differential quantum efficiency and power output by waveguide asymmetry in separate-confinement-structure diode lasers", IEE Proceedings - Optoelectronics, 151, (2004) 232-236.
6. Crump P., Erbert G., Wenzel H., Frevert C., Schultz C. M., Hasler K. H., StaskeR., Sumpf B., Maaßdrof A., Bugge F., Knigee, S. , Trankle G., "Efficient High-Power Laser Diodes", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron, 19 (2013) 1501211-1501211.
7. Edwards Rees P.," Characterisation of the waveguide dependence of optical mode loss in semiconductor lasers", Doctoral thesis, Cardiff University (2017).

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

8. Koziol Z., Matyukhin S. I., "The effects of multiply quantum wells (MQW) on optical and electrical characteristics of AlGaAs lasers with separate confinement heterostructures (SCH)", https://www.researchgate.net/publication/51934551 (2011).
9. Available online at www.crosslight.com.
10. Xia M., Ghafouri Shiraz H.," Analysis of carrier heating effects in quantum well semiconductor optical amplifiers considering holes' Non-parabolic density of states", Optic. Quantum Electron. 47 (2015) 1847-1858.
11. Hsieh D. H., Tzou A. J., Kao T. S., Lai F. I., Lin D. W., Lin B. C., Lu T. C., Lai W. C.,Chen C. H. , Kuo H. C., "Improved carrier injection in GaN-based VCSEL via AlGaN/GaN multiple quantum barrier electron blocking layer", Optic. Express, 23 (2015) 27145.
12. Piprek J., "Semiconductor Optoelectronic Devices: Introduction to Physics and Simulation", Academic Press San Diego, (2003).
13. Martin O. J. F., Bona G.-L., Wolf P., "Thermal Behavior of Visible AlGaInP-GaInP Ridge Laser Diodes", IEEE J. Quantum Electron, 11**,** (1992) 2582-2588.
14. Dumitrescu M. , Toivonen M. , Savolainen P., Orsila S. , Pess M.a, "High-power edge emitting red laser diode optimisation using optical simulation", Opt. Quantum Electron, 31 (1999) 1009-1030.
15. Hiroyama, R., Inoue, D., Kameyama, S., Tajiri, A., Shono, M., Sawada, M., Ibaraki, A., "High-Power 200mW 660nm AlGaInP Laser Diodes with Low Operating Current", Jpn. J. Appl. Phys, 43, (2004)1951–1955.
16. H. Sumitomo, S. Kajiyama, H. Oguri, T. Sakashita, K. Nakao, Y.Yamamoto, T. Kita, T. Komatani, H. Kawakubo, M. Ono, and S. Izumi,"High-Power Short-Cavity AlGaInP Laser Diodes", Technical Review, 70,(2010) 79-83.
17. Xiang L., Degang Z., Desheng ., Ping C., Zongshun L., Jianjun Z.," Suppression of electron leakage in 808 nm laser diodes with asymmetric waveguide layer ", J. Semicond., 37 (2016) 014007.
18. Zhang Y., "Self-heating control of edge emitting and vertical cavity surface emitting lasers", Doctoral Dissertation, University of Central Florida ,(2014).

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

19. Hallman L. W. , Ryvkin B. S. , Avrutin E. A. , Aho A. T. , Jukka V. , Juhat M. G. , Kostamovaara T. , "High Power 1.5µm Pulsed Laser Diode with Asymmetric Waveguide and Active Layer Near p-cladding", IEEE Photon. Tech. Let.: 31, (2019) 1635-1638.

20. Kaul T., Erbert G., Maaßdorf A., Martin D. , Crump P., "Extreme triple asymmetric (ETAS) epitaxial designs for increased efficiency at high powers in 9xx-nm diode lasers", Conference: High-Power Diode Laser Technology XVI (2018).

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]

Optimization of AlGaInP-based semiconductor laser performance by introducing extreme triple asymmetric waveguide structure

Zahra Danesh Kafroudi

Department of Engineering sciences, Faculty of Technology and Engineering East of Guilan, Unversity of Guilan, Rudasr, Vajargah, Iran.

Abstract

In this paper, for the first time, improved lasing performance of a red AlGaInP laser diode is demonstrated by introducing a new extreme triple asymmetric waveguide structure. In the new proposed waveguide structure, at the first step, n-waveguide and n- cladding layer thicknesses are increased and then, a triple asymmetry is introduced on the design of the n-type and p-type cladding and waveguide layers inside the red laser diode structure. The conventional symmetric and the new extreme triple asymmetric laser structures performances are theoretically investigated using simulation software PICS3D. 3D simulations of carrier transport, optical waveguiding and self-heating are combined self-consistently in the software. Numerical results show that the new proposed structure performance is significantly improved in comparison to the conventional symmetric structure. The reasons of improvements are discussed in this investigation. The simulation results show that the use of the new structure reduces the overlap of the optical mode with of high doping regions. On the other hand, by reducing the electron leakage current, an increase in the stimulated recombination rate occurs, which leads to a decrease in the threshold current and an increase in the output power. By reducing the series resistance and increasing the thermal stability of the new proposed structure, the optimality of this structure is confirmed.

Keywords: AlGaInP- based laser diode, Simulation, Power, Threshold current, Extreme triple asymmetric waveguide, PICS3D.

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2025-04-17]