



IRANIAN SOCIETY of
CRYSTALLOGRAPHY
and MINERALOGY

No. 2, 1386/2007 Fall & Winter

IRANIAN JOURNAL of
CRYSTALLOGRAPHY
and MINERALOGY

Optimization of optical gain by thin layers in QW diode lasers

M. Oskoie, M. Amir Manouchehry

Water and Energy Research Center, Sharif University of Technology
Email: oskoie@sharif.edu.ir

(Received:17/12/2006, received in revised form:23/4/2007)

Abstract: Advanced diode laser consists of a two dimensional thin layer which is about 10 nanometers size. Optical gain of thin layers has a great deal of importance in light amplification. Thin layers cause a modification in conduction and valance bands of bulk materials. Subbands have been computed through effective mass equations. As a result of this method, particular effective masses are available. These specific equations are formed by numerical methods. Studied structure in this research includes a two dimensional thin layer of GaAs with a quantum well width from 7.5 to 8.5 nanometers, cladded by two layers of AlGaAs which has a larger band gap. Aluminum percentage has been chosen 15 to 45 percent. Results from this study demonstrates that quantum well width should be adjusted according to Aluminum percentage, and the final optimized result, based on the developed optical gain model, is a thin layer of 8.5 nanometers width cladded by a 25 percent of aluminum in AlGaAs materials.

KeyWords: nanometer size, Quantum Well (QW) Diode Lasers, quasi-fermi levels, energy subbands, optical gain.



انجمن فیزیک و الکترونیک ایران

شماره ۲، پاییز و زمستان ۸۶، از صفحه ۳۲۳ تا ۳۴۴

مجله
بلورشناسی
و کانی‌شناسی
ایران

بهینه سازی بهره اپتیکی در لایه‌های نازک دیودهای لیزری چاه کوانتومی

مهدی اسکویی - مازیار امیر منوچهری

دانشگاه صنعتی شریف - مرکز تحقیقات آب و انرژی صندوق پستی ۱۱۳۶۵-۸۶۳۹
پست الکترونیکی: oskoie@sharif.edu.ir

(دریافت مقاله ۱۳۸۵/۹/۲۶، دریافت نسخه نهایی ۱۳۸۶/۲/۳)

چکیده: دیودهای پیشرفته لیزری از یک لایه نازک بلوری دوبعدی در حدود ۱۰ نانومتر ساخته می‌شود. بهره اپتیکی در لایه‌های نازک برای تقویت نور خارج شده، از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. لایه‌های نازک بلوری دوبعدی باعث تغییراتی در نوارهای انرژی رسانش و ظرفیت در مقایسه با بلورهای سه بعدی می‌شود که نتیجه آن افزایش نرخ بازترکیب الکترون و حفره در لایه‌های نازک است. سطوح انرژی زیر نوارهای تشکیل شده در نوارها با معادله ویژه‌ای محاسبه می‌شود. بر همین اساس جرم‌های موثر الکترون و حفره نیز در زیر نوارهای انرژی مشخص خواهد شد. معادله ویژه‌ای بر اساس روشهای عددی همچون روش نیوتن ساخته شده است. ساختار دیودی که در این پژوهش مورد بررسی قرار گرفته است از یک لایه نازک بلوری GaAs به ضخامت ۷/۵ تا ۸/۵ نانومتر که بین دو لایه AlGaAs که دارای سد پتانسیلی بیشتر از GaAs است در نظر گرفته شده است. محاسبات مربوط به تغییر میزان درصد آلومینیوم از ۱۵ تا ۴۵ انجام و نمودار آنها رسم شده‌اند. نتایج حاصل نشان می‌دهد که همراه تغییرات در درصد آلومینیوم میبایستی ضخامت لایه‌های نازک نیز بهینه‌سازی شود که در این کار پژوهشی ضخامت لایه نازک برابر با ۸/۵ نانومتر و در صد آلومینیوم در لایه نازک AlGaAs برابر ۲۵ درصد بر اساس مدل بندی محاسبه شده است.

واژه‌های کلیدی: ابعاد نانومتری، دیود لیزری چاه کوانتومی، سطوح شبه فرمی، زیر نوارهای انرژی، بهره اپتیکی.

مقدمه

امروزه لیزرهای نیم‌رسانای چاه کوانتومی نظر بسیاری از پژوهشگران را به خود جلب کرده است. مخصوصاً استفاده گسترده از این ابزار در دستگاهها به دلیل جریانهای آستانه فوق العاده پایین این گونه لیزرها، طیف باریک بهره‌ا پتیکی و وابستگی کمتر به دما در قیاس با لیزرهای عادی، باعث تکاپوی هرچه بیشتر صنایع در راستای بهینه‌سازی اینگونه ابزارهای نیم‌رسانا شده است. بهره‌ا پتیکی یکی از پایه‌ای‌ترین مشخصات یک لیزر نیم‌رساناست که بهینه‌سازی در آن موجب اثر مستقیم در مشخصات خارجی آن همچون؛ بازده کوانتومی، پهنای خط طیف، شدت آستانه کم، و افزایش بهره‌ا پتیکی می‌شود. زیرنوارهای انرژی که مورد بررسی قرار گرفته‌اند براساس نظریه $k.p$ محاسبه شده‌اند [۱ و ۲]. چنین روشی کمک بزرگی به پیشرفت در زمینه مهندسی طراحی نوارهای چاههای کوانتومی خواهد بود. ضخامت چاههای کوانتومی و ارتفاع سد را که با تغییر در درصد آلومینیوم به دست می‌آید، می‌توان برای طراحی مورد نظر تغییر داد.

بهره در لیزرهای چاه کوانتومی را با استفاده از مفاهیم الکترو مغناطیسی، شار فوتونی، توزیع فرمی-دیراک (برای بدست آوردن نرخ بازترکیب از نوار رسانش به نوار ظرفیت) که در مفهوم کوانتومی بودن خواص لیزر نهفته است، محاسبه خواهیم کرد. بر اساس این مدل ساخته شده، بهره‌ا پتیکی لیزر چاه کوانتومی به دست می‌آید و مشخصات پرتو خروجی با در نظر گرفتن زمان واهلش درون نواری محاسبه می‌شود [۳]. نتایج حاصل در پیشبرد دیدگاه نظری و تکامل آگاهی از پارامترهای اثر گذار در دیود لیزری بررسی خواهد شد.

محاسبه سطوح زیرنوارها

با فرض وجود تقارن در ناحیه چاه کوانتومی و توابع پوشی^۱ ارضا شده در معادله شرودینگر، می‌توان پایه‌های اساسی سطوح انرژی را در نوارهای انرژی به دست آورد [۴]. با در نظر داشتن یک لایه نازک ۷٫۵ تا ۸٫۵ نانومتری آلومینیوم با درصد بین ۱۵ تا ۴۵، با فرض سهمی بودن دو زیر نوار انرژی در نوار رسانش، محاسبات به شکل زیر انجام می‌شود که در این مدل با استفاده از معادلات زیر و روشهای عددی کمیت‌های مورد نیاز را به دست می‌آوریم

$$\tan(k_z \times \frac{L}{2}) = \frac{m_w \alpha_z}{m_b k_z} \quad (1a)$$

$$\cot(k_z \times \frac{L}{2}) = -\frac{m_w \alpha_z}{m_b k_z} \quad (1b)$$

که در این روابط، معادله اول پاسخهای زوج و دیگری پاسخهای فرد را به دست می‌دهد. m_w جرم مؤثر حاملها در لایه نازک، m_b جرم مؤثر حاملها در لایه سد، α_z اندازه بردار موج توابع پاکتی در لایه سد، k_z بزرگی بردار موج توابع پاکتی در لایه چاه و L عرض چاه است. پاسخهای به دست آمده از این روابط، سطوح انرژی زیرنوار رسانش است. توابع پاکتی موج در ناحیه سد و چاه در معادله شرودینگر ارضا می‌شود [۵].

$$-\frac{\hbar}{2m_i} \frac{d^2 F_z}{dz^2} + (V_i + V_{k,i}) F_z = E_c F_z \quad (2)$$

که در آن مقدار V برابر است با

$$V_{k,i} = \frac{\hbar^2 \times k_{xy}^2}{2m_i} \quad (3)$$

و مانند معادله‌های قبل i می‌تواند w و b باشد، که به ترتیب بیانگر چاه و سد است. معادله شرودینگر در گستره‌ای که اشاره شد، دارای دو پاسخ، یکی فرد و دیگری زوج است.

در نوار ظرفیت با معادلات تبهگن مربوط به حفرة سبک و سنگین روبرو هستیم که می‌توان در میزان گسترش ناهمگن بهره‌ا پتیکی در نظر گرفت [۶]. این تبهگنی موجب بر هم کنش و جفت‌شدگی بین نوار حفرة سنگین و حفرة سبک می‌شود. برای توابع پوشی مربوط به نوارهای لایه ظرفیت [۷] داریم

$$(H_h + V)F_h + WF_l = E_v F_h \quad (4a)$$

$$(H_l + V)F_l + W^T F_h = E_v F_l \quad (4b)$$

عملگر W در رابطه ۴a به اثر جفت‌شدگی مدارهای حفرة سبک H_l و حفرة سنگین H_h مربوط است. که برابر است با

$$H_h = (\gamma_1 - 2\gamma_2)k_z^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)k_l^2 \quad (5a)$$

$$H_l = (\gamma_1 + 2\gamma_2)k_z^2 + (\gamma_1 - \gamma_2)k_l^2 \quad (5b)$$

که در این دو رابطه k_z بردار موج در راستای رشد لایه که عمود بر صفحه چاه کوانتومی است، و k_l بردار موج درون صفحه چاه است. اکنون می‌توان پاسخهای مورد نیاز را با حل ویژه مقدار ماتریس به دست آمده از روابط (۵) محاسبه کرد

$$E_v(k) - V_0 = \frac{1}{2}(H_h + H_l) \pm \frac{1}{2}[(H_h - H_l)^2 + 4W^T W]^{1/2} \quad (6)$$

که در آن عملگر W و مختلط مزدوج آن برای راستاهای مختلف تعریف می‌شود؛ مثلاً برای راستای $\{100\}$ داریم

$$W = \sqrt{3}k_l(\gamma_2 k_l - i2\gamma_3 k_z) \quad (7a)$$

$$W^T = \sqrt{3}k_l(\gamma_2 k_l + i2\gamma_3 k_z) \quad (7b)$$

مقدار E_v در رابطه (۶) را می‌توان با قرار دادن مقادیر H_I و H_h محاسبه کرد. سپس زیر نوارهای انرژی مربوط به حفرة سنگین و سبک را محاسبه کرد. در گستره یاد شده برای ضخامت چاه کوانتومی و درصد آلومینیوم، نوار حفرة سنگین دارای دو پاسخ زوج و یک پاسخ فرد و نوار حفرة سبک دارای یک پاسخ زوج و یک پاسخ فرد خواهد بود.

محاسبه سطوح شبه فرمی و رفتار آنها

سطوح شبه فرمی در یک حالت خاص برای یک چاه کوانتومی GaAs به ضخامت $7/5$ نانومتر با لایه‌های سدی AlGaAs را که در آن درصد آلومینیوم 35 است، در نظر خواهیم داشت. سطوح تزریق مربوطه و میزان جداسازی سطوح فرمی را در این دستگاه خاص در نظر داریم و رفتار آنها را بررسی خواهیم کرد. اگر بخواهیم سطوح شبه فرمی را از دیدگاه نظری که در این مقاله نیاز داریم، تعریف کنیم آن را نوعی پاسخ به میزان سطوح تزریق شده در نوارها تعریف خواهیم کرد. بر اساس نتایج به دست آمده در روشهای شبیه‌سازی دو عامل اساسی بر نرخ تغییرات سطوح فرمی در چاههای کوانتومی اثر گذارند: اول تعداد زیر نوارهای لایه چاه کوانتومی، دوم جرم مؤثر حاملهای مربوط به هر نوار، به دلیل دوبردی بودن فضای وارون (فضای k) در چاههای کوانتومی، چگالی حالتها در این نیمه رساناها شکل خاص خود را خواهد داشت [۸]. چگالی بارها در این حالت با انتگرال گیری از چگالی حالتها در فضای انرژی ضرب در احتمال حضور (توزیع فرمی-دیراک) حاملها [۹] در سطح مورد نظر به دست می‌آید

$$N = 2 \int_{E_c}^{\infty} \rho^{mD} (E - E_c) f_c dE \quad (8a)$$

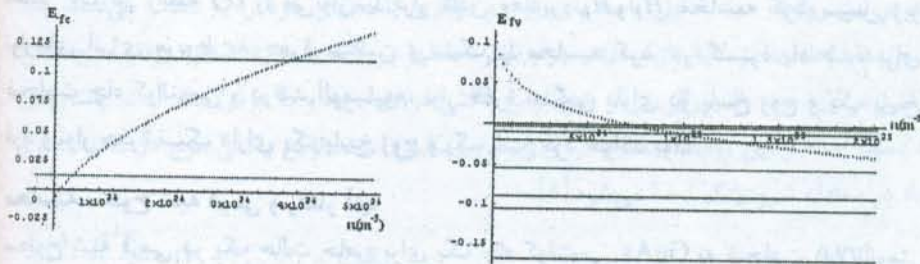
$$P = 2 \int_{-\infty}^{E_c} \rho^{mD} (E_v - E) (1 - f_v) dE \quad (8b)$$

نتایج به دست آمده برای چاههای کوانتومی نیمرسانا عبارتند از جمعی از جمله‌های شامل لگاریتم نپری که به شکل زیر داده می‌شوند

$$N = \frac{m_c k_B T}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_n \ln \{1 + \exp[-(E_{cn} - E_{fc}) / k_B T]\} \quad (9a)$$

$$P = \frac{m_v k_B T}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_n \ln \{1 + \exp[(E_{vn} - E_{fv}) / k_B T]\} \quad (9b)$$

حل این معادله‌ها بسیار پیچیده خواهند بود و در حل عددی آنها به روش نیوتن حداقل به 20 بار مشتق گیری نیاز است. پاسخهای به دست آمده برای هر میزان تزریق را می‌توان در شکل ۱ دید.



شکل ۱ نمودارها تغییرات سطوح شبه فرمی را نسبت به میزان بار تزریقی نشان می‌دهد. شکل سمت چپ مربوط به نوار رسانش است و چنانکه می‌بینیم تند تغییر است. نمودار سمت راست مربوط به نوار ظرفیت است، برای درک بهتر کند تغییر بودن این سطح شبه فرمی نمودار نوار ظرفیت را تا چگالی بار $2 \times 10^{25} (1/m^3)$ رسم کردیم. ولی نمودار سطوح انرژی شبه فرمی نوار رسانش تا $2 \times 10^{24} (1/m^3)$ مشاهده می‌شود.

با بررسی این نمودارها با یک فرق اساسی رفتار سطح انرژی شبه فرمی نوار ظرفیت و سطح انرژی شبه فرمی نوار رسانش را خواهیم دید. برای مثال در این دستگاه که شامل یک چاه کوانتومی GaAs با عرض 7.5 نانومتر و لایه سدی $Al_xGa_{1-x}As$ که در آن $x=0.35$ است، مقدار E_{fc} در چگالی تزریق $1.36 \times 10^{24} m^{-3}$ به E_{c1} می‌رسد که اولین زیر نوار انرژی نوار رسانش است. اکنون باید توجه داشت که این حالت برای E_{fv} در چگالی تزریقی $8 \times 10^{24} m^{-3}$ رخ خواهد داد که در شکل ۱ مشاهده می‌شود. این پدیده یکی از عوامل نابود کننده کیفیت لیزر است، و پژوهش‌های گسترده‌ای برای بهبود کیفیت و کارایی دیودهای لیزری با مطالعه آثار اتلاف در شدت جریان آستانه و فرایند اوج انجام گرفته است [۱۰ و ۱۱]. چنین بهینه‌سازی در صنعت با تنش و کرنش^۲ انجام پذیر است. دو نمودار شکل ۱ نتایج این مدل را نشان می‌دهد که با استفاده از رایانه ترسیم شده است. چنانکه اشاره شد استفاده از اینچنین ابزارهای محاسباتی، امکان دستیابی به آگاهی عمیق‌تری در راستای روشن شدن عوامل به وجود آورنده مشخصات لیزرهای نیم‌رسانا را فراهم می‌آورد. برای مثال تعریف اولیه‌ای که از سطوح شبه فرمی کردیم نتیجه استفاده از این مدل و محاسبات انجام شده آن با رایانه بود که نشان می‌دهد چگونه پنج زیرنوار ظرفیت و جرم مؤثر بیش از اندازه بالای حفره دست به دست یکدیگر می‌دهند تا E_{fv} را

نسبت به چگالی حامل‌های تزریقی، کند سازند، و جریان شفافیت^۲ لیزر را بیشتر کنند [۱۲ و ۱۳].

بهره‌اِپتیکی

بهره‌اِپتیکی لیزرهای نیم‌رسانا را می‌توان با افزایش فوتونهای تولید شده در واحد طول معادل دانست [۱۴]. با محاسبه شار کل که به شکل زیر داده شده است

$$\phi(\omega) = \frac{1}{\hbar\omega} \left(\frac{c}{n_g} \right) \left(\frac{1}{2} \bar{n}^2 \varepsilon_0 \omega^2 A_0^2 \right)$$

و نرخ باز ترکیب الکترون و حفره برای بهره به صورت

$$g(\hbar\omega) = \left(\frac{1}{\hbar\omega} \right) \frac{\pi e^2 \hbar}{\varepsilon_0 c m_0^2} \frac{n_g}{n^2} |M_T|^2 \rho_{red}(E_{eh} - E_g)(f_c - f_v) \quad (10a)$$

که در آن ضریب شکست گروه برابر است با

$$\bar{n}_g = \bar{n}_{eff} + \omega(d\bar{n}_{eff}/d\omega) \quad (10b)$$

رابطه (۱۰) بهره را برای یک جفت زیرنوار رسانش و ظرفیت به دست می‌دهد. برای به دست آوردن بهره تمام جفت زیر نوارها می‌توان از رابطه زیر استفاده کرد

$$g(\hbar\omega) = \sum_{n_c} \sum_{n_v} g_{sub}(\hbar\omega, n_c, n_v) \quad (11)$$

در معادله (۱۰) $|M_T|^2$ ماتریس انتقال [۱۵ و ۱۶] است و به شکل زیر تعریف می‌شود

$$|M_T|^2 = \sum_{u_c, \vec{u}_c} \sum_{u_v, \vec{u}_v} |\langle u_v | \hat{e} \cdot \vec{p} | u_c \rangle|^2 \quad (12)$$

با فرض سهموی بودن زیر نوارهای رسانش و ظرفیت یا راست هنجار بودن زیر نوارهای هم شماره، ماتریس تکانه یا ماتریس انتقال شکل نهایی زیر را برای سه نوع انتقال از نوار رسانش به نوار ظرفیت خواهد داشت

$$|M_T|^2 / |M|^2 = \begin{cases} e_x^2 + e_y^2 = 1 - |\hat{k} \cdot \hat{e}|^2 & \text{برای نوار HH} \\ \frac{1}{3}(e_x^2 + e_y^2 + 4e_z^2) = \frac{1}{3} + |\hat{k} \cdot \hat{e}|^2 & \text{برای نوار LH} \\ \frac{2}{3}(e_x^2 + e_y^2 + e_z^2) = \frac{2}{3} & \text{برای نوار SO} \end{cases}$$

$|M_T|^2$ ضریب قدرت انتقال نیز خوانده می‌شود. چنانکه در رابطه بالا دیده می‌شود نرخ انتقالهای (ضریب قدرت انتقال) به قطبش وابسته است ($|\hat{k} \cdot \hat{e}|^2$). برای مثال در مد TM داریم

$$|M_T|^2 \nu = |M|^2 \times \begin{cases} 1 & HH \\ 3 & LH \end{cases} \quad (13)$$

چگالی حالت‌های کاهش یافته [۷، ۱۷، ۱۸] را نیز می‌توان با رابطه زیر به دست آورد

$$\rho_{red}(E_{eh} - E_g) = \left[\frac{\rho(k)}{dE_{eh}/dk} \right]_{E_{eh}=\hbar\omega} \quad (14)$$

و $\hbar\omega$ انرژی فوتونی یک مد خاص برای بهره است. شکل ۲ مقایسه بهره شبیه‌سازی شده بر اساس این مدل با نمودارهای به دست آمده از طیف‌سنجی بهره است. در اینجا نمودار با نرم افزار Mathematica رسم شده است. در هر نمودار یک منحنی خط چین و یک منحنی خط پر دیده می‌شود. منحنی خط چین نتیجه رابطه (۱۱) است، زیرا تابع چگالی کاهش یافته حالت پله‌ای دارد. حال اثری را معرفی می‌کنیم که با در نظر گرفتن آن نمودارهای رسم شده با نمودارهای به دست آمده از آزمایش برآزیده می‌شود [۱۷] و با خطوط پر در نمودارهای مربوطه نمایان است. الکترون‌ها درون هر نوار انرژی دارای عدم قطعیتی با زمان واهلش ۰٫۱ ps خواهند بود. این اثر باعث گسترش طیف بهره می‌شود. برای اعمال چنین اثری بهره را باید این چنین تصحیح کرد

$$G(\hbar\omega) = \int_{E_g}^{\infty} g(E_{cv}) L(\hbar\omega - E_{cv}) dE_{cv} \quad (15)$$

که در معادله بالا مقدار $L(\hbar\omega - E_{cv})$ بنام تابع خط شکل لورنتس^{*} [۳، ۱۹] نام گذاری شده است و با این تابع عدم قطعیت را به بهره اپتیکی اضافه کرده‌ایم که برابر است با

$$L(\hbar\omega - E_{cv}) = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar/\tau_{in}}{(\hbar\omega - E_{cv})^2 + (\hbar/\tau_{in})^2} \quad (16)$$

و مقدار تابع بهره نیز به صورت زیر تعریف می‌شود [۳]:

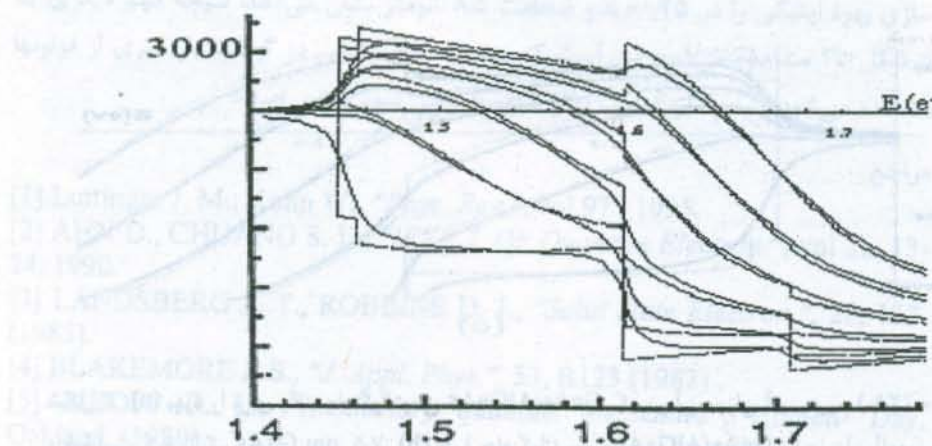
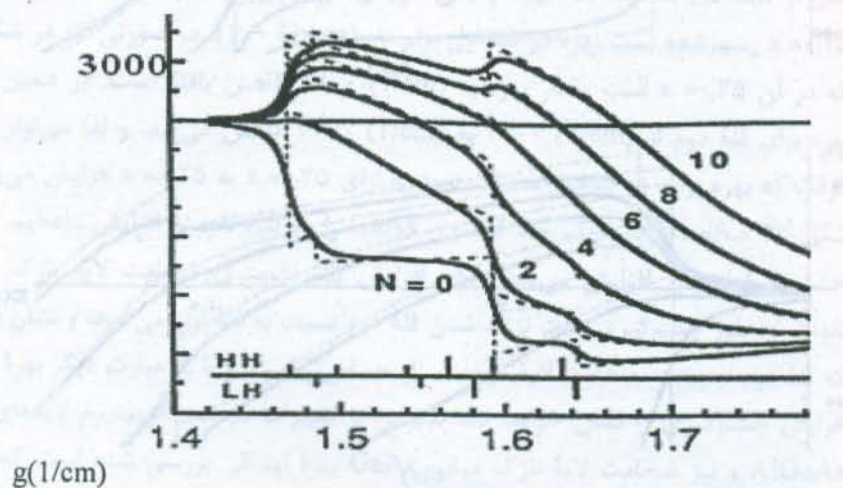
$$g(\hbar\omega) = \text{real} \left\{ \int_{E_{gv}}^{\infty} \frac{g_0(E_{cv})}{1 - q_1(E_{cv}, \hbar\omega)} \left[1 - i \frac{E_{cv} - \hbar\omega}{\Gamma_{cv}} \right] \times L(\hbar\omega - E_{cv}) dE_{cv} \right\} \quad (17)$$

که در آن

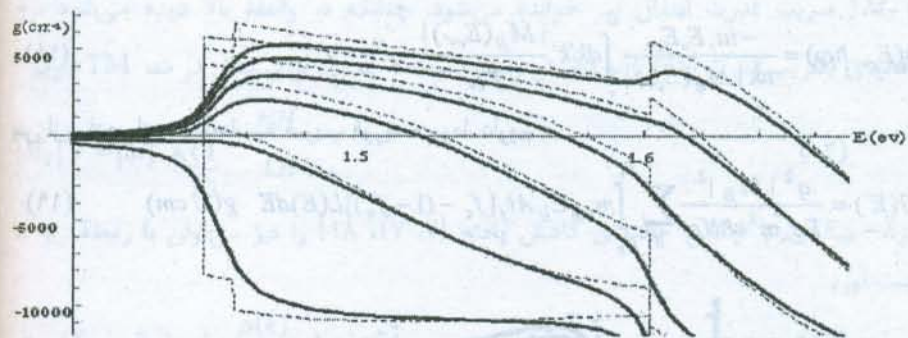
$$q(E_{cv}, \hbar\omega) = \frac{-ia, E_o E_{cv}}{\pi k |M_{ij}(E_{cv})|} \int_0^\infty dk' k' \frac{|M_{ji}(E_{cv'})|}{E_{cv}} \quad (18)$$

پس از ساده‌سازی و محاسبه ضریب فوریه مربوط داریم

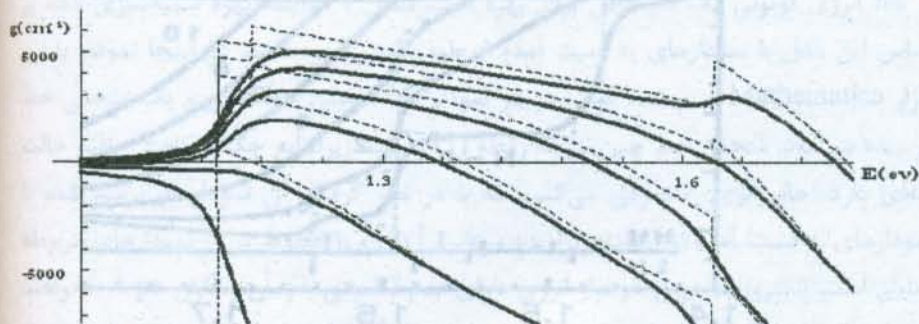
$$G(E') = \frac{q^2 |M_B|^2}{E \epsilon_o m^2 c \hbar N \omega} \sum_{ij} \int_{E_g}^{E_b} m_{r,ij} C_{ij} A_{ij} [f_c - (1 - f_v)] L(E) dE \quad g(1/cm) \quad (19)$$



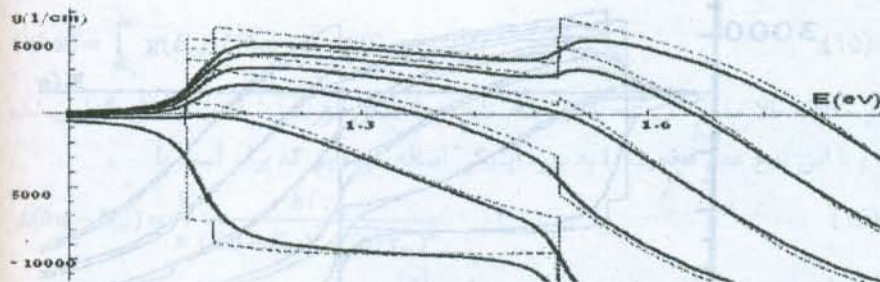
شکل ۲ دو نمودار بهره‌اِپتیکی بر حسب انرژی فوتونی. نمودار پایین با شبیه‌سازی، و نمودار دیگر با طیف‌سنجی بهره به دست آمده است. چنانکه دیده می‌شود این دو نمودار دارای شباهت چشم‌گیری هستند.



(a)



(b)



(c)

شکل ۳ (a) بهره را برای یک چاه کوانتومی GaAs/AlGaAs که در آن میزان آلومینیوم ($x = 0.25$) و ضخامت لایه نازک GaAs ۷.۵ nm، (b) بهره چاه کوانتومی GaAs/AlGaAs با میزان آلومینیوم ($x = 0.35$) و ضخامت لایه نازک GaAs ۷.۵ nm، (c) بهره چاه کوانتومی GaAs/AlGaAs با میزان آلومینیوم ($x = 0.25$) و ضخامت لایه نازک GaAs ۸.۵ nm.

برداشت

نمودارهای به دست آمده از این مدل معیار قابل اطمینانی برای بررسی کیفیت بهره‌اِپتیکی و نیز بهینه‌سازی به وسیله تغییر درصد آلومینیوم در لایه‌های سدی AlGaAs و ضخامت لایه نازک میانی چاه کوانتومی GaAs است. برای نمونه اگر شکل ۳a را مبنا قرار دهیم که در آن تغییرات بهره $g(1/cm)$ بر حسب انرژی $E(ev)$ فوتون بیان شده با شکل‌های ۳b و ۳c مقایسه کنیم، نتیجه می‌شود که با کاهش درصد آلومینیوم از ۳۵ به ۲۵ و نیز با افزایش ضخامت ناحیه فعال از ۷٫۵ nm به ۸٫۵ nm بهره‌اِپتیکی افزایش می‌یابد. برای نمونه به شکل ۳a که برای $x=0.25$ رسم شده است بهره در قله اول برابر با $5100 (1/cm)$ در صورتی که در شکل ۳b که در آن $x=0.35$ است مقدار بهره به $4700 (1/cm)$ کاهش یافته است. در همین شکل‌ها بهره برای قله دوم از $4000 (1/cm)$ به $3000 (1/cm)$ کاهش می‌یابد. و لذا می‌توان نتیجه گرفت که بهره برای دو ساختار مختلف دیود به ازای $x=0.35$ به $x=0.25$ افزایش می‌یابد. در شکل ۳c ضخامت لایه نازک چاه کوانتوی GaAs را به ۸٫۵ نانومتر افزایش داده‌ایم. در این حالت بهره‌اِپتیکی افزایش می‌یابد. چون افزایش یک نانومتری ضخامت لایه نازک به ۸٫۵ نانومتر به طور چشم‌گیری باعث بزرگ‌شدن قله دوم نسبت به قله اول می‌شود، و نشان می‌دهد که قله دوم نسبت به ضخامت لایه نازک بسیار حساس‌تر است، و یا به عبارت دیگر بهره‌اِپتیکی افزایش چشم‌گیری را نشان خواهد داد. بنابراین با تغییرات در صد آلومینیوم لایه‌های سدی AlGaAs و نیز ضخامت لایه نازک میانی GaAs بهره‌اِپتیکی بررسی شده است که بهینه‌سازی بهره‌اِپتیکی را در $x=0.25$ و ضخامت ۸٫۵ نانومتر نشان می‌دهد. نتیجه مهم دیگری که از شکل ۳c مشاهده می‌شود این است که بیشینه بهره‌اِپتیکی در گستره باریکتری از فوتونها مشاهده می‌شود و یا بیانگر کیفیت بهتر طیف خروجی دیود لیزری است.

مراجع

- [1] Luttinger J. M., Kohn W., "Phys. Rev.", vol 97, 1995.
- [2] AHN D., CHUANG S. L., "IEEE J. OF Quantum Electron.", vol 25, 13-24, 1990.
- [3] LANDSBERG P. T., ROBBINS D. J., "Solid State Electron.", 28, 137. (1985).
- [4] BLAKEMORE J. S., "J. Appl. Phys.", 53, R123 (1982).
- [5] LIBOFF R. L., "Introductory quantum mechanics", Holden- Day, Oakland. (1980).
- [6] Dery H., Eisenstein G., "IEEE J. Quantum Electronics.", No.1 QE41, 26. (2005).
- [7] ZORY Jr. P. S., "Quantum Well lasers", ACADEMIC PRESS, Inc. Sandiego, USA. (1993).

- [8] CASEY H. C. Jr., PANISH M. B., "Hetero structure lasers; Part A : Fundamental principles", ACADEMIC PRESS, Orlando, Florida. (1978).
- [9] MADELUNG O., "Introduction to solid -state theory", Springer - Verlag, Berlin (1978).
- [10] Asryan L. V., Luryi S., "IEEE J. Quantum Electronics", No. 7 QE40, 833. (2004).
- [11] Hader J., Monoley V. M., Kock S. W., "IEEE J. Quantum Electronics", No.10 QE41, 1217. (2004).
- [12] NISHIMURA Y., "Japan J. Appl. Phys.", (1974).
- [13] YAMADA M., ISHIGURU H., NAGATO H., "Japan. J. Appl. Phys.", 19, 135. (1980).
- [14] Gower J., "Optical communication systems. Prentice-Hall", London. (1984).
- [15] YAMANISHI M., SUEMUNE I., "Japan J. Appl. Phys.", 23, L35. (1984).
- [16] TANAKA M., SAKAKI H. "Appl. Phys. Lett.", 54, 1326. (1989).
- [17] YAMANISHI M., LEE Y., "IEEE J. Quantum Electron.", QE-23, 367. (1987).
- [18] ASADA M., MYAMOTO Y., SUEMATSU Y., "IEEE J. Quantum Electron.", QE-22, 1915. (1986).
- [19] YAMADA M., ISHIGURU H., "Japan. J. Appl. Phys.", 20, 1279. (1981).
- [20] LUTTINGER J. M., "Phys. Rev.", 102, 1030. (1956).
- [21] ZEE B., "IEEE J. Quantum Electron.", QE-14, 727. (1978).
- [22] CHINN S. R., ZORY P., REISINGER A. R., "IEEE J. Quantum Electron.", QE-22, 1915, (1988).
- [23] ASADA M., "IEEE J. Quantum Electron.", QE25, 2019. (1989).
- [24] ASADA M., MIYAMOTO Y., SUEMATSU Y., "Japan. J. Appl. Phys.", 24, L95. (1985).
- [25] WEINER J. S., CHEMLA D. S., MILLER D. A. B., HAUS H. A., GOSSARD A. C., WIEGMANN W., BURRUS C. A., "Appl. Phys. Lett.", 47, 664. (1985).