



بیستمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و ششمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۸ تا ۱۰ بهمن ماه ۱۳۹۲ - دانشگاه صنعتی شیراز



مطالعه بر روی تأثیر ضرایب اشباع متقابل و خود اشباع بر روی تحول زمانی مدهای لیزر نیمه رسانای دو مدی با کاواک عمودی

اکبر جعفری، خسرو مبهوتی و سهیل غلام ژیان

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه

چکیده - در این مقاله تغییرات زمانی تعداد فوتونهای خروجی مدهای یک لیزر نیمه رسانا دو مدی با کاواک عمودی مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج بدست آمده نشان می دهند که تغییرات زمانی تعداد فوتونهای خروجی لیزر به تغییرات جزئی جریان پمپ شده و نسبت بین ضرایب خود اشباع و اشباع متقابل برای هر مد وابسته است. همچنین نشان داده شده است که اگر ضریب خود اشباع و اشباع متقابل با هم برابر باشند لیزر ناپایا است. علاوه بر آن تغییر در مقدار جریان پمپ شده منجر به تغییر در نوع دینامیک خروجی لیزر می گردد.

کلید واژه - تحول زمانی، کاواک عمودی، ضرایب اشباع، لیزر نیمه رسانا.

Study on effects of self and cross saturation coefficients on time variation of modes of the two modes vertical cavity semiconductor laser

Jafari, Akbar; Mabhouti, Khosro ; Gholam Zhiyan, Soheil.

Physics Department, Faculty of Sciences, Urmia University, Urmia

Abstract- In this paper, we have studied the time variation of number of output photons of a two-mode vertical cavity semiconductor laser. The results showed that the time variation of number of output photons of the modes are depended on small variation of pumping current and ratio between cross saturation and self saturation of each mode. It has also shown that if the cross and self saturation are equal, the laser will be unstable. Moreover, variation in pumping current value is caused to variation in types of output dynamics of laser.

Keywords: Time variations, vertical cavity, saturations coefficient, semiconductor laser.

۱- مقدمه

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{e} - \frac{N}{\tau_c} - G_x(N - N_{tr})(1 - E'_{xx}P_x - E'_{xy}P_y)P_x - G_y(N - N_{tr})(1 - E'_{yy}P_y - E'_{yx}P_x)P_y \quad (3)$$

در روابط بالا P_i تعداد فوتون ها، N تعداد حامل های بار، G_i ضریب بهره، $\tau_{p_{x,y}}$ طول عمر فوتون با قطبش x, y ، N_{tr} تعداد حامل های بار در حالت آستانه، I جریان تزریقی، e بار الکترون، τ_c طول عمر حامل ها و R'_i ضریب گسیل خود به خودی می باشد. در روابط (۱) تا (۳) E'_{xx} و E'_{yy} ضرایب خود اشباع و E'_{xy} و E'_{yx} ضرایب اشباع متقابل می باشند که در این مقاله فرض می کنیم $E'_{yx} = E'_{xy}$ و $E'_{xx} = E'_{yy}$. با در نظر گرفتن معادلات بالا روابط (۱) تا (۳) را بر حسب پارامتر های بدون بعد می توان بازنویسی نمود. در معادلات بالا از گسیل خود به خودی به منظور ساده تر شدن محاسبات صرف نظر می شود:

$$p_i = \tau_c G_i P_i \quad (4)$$

$$n = \frac{N}{N_{tr}} - 1 \quad (5)$$

$$j = \frac{I \tau_c}{q_e N_{tr}} - 1 \quad (6)$$

$$g_i = \tau_{pi} G_i N_{tr} \quad (7)$$

$$\rho_i = \frac{\tau_{pi}}{\tau_c} \quad (8)$$

$$E_{ij} = \frac{E'_{ij}}{\tau_c G_j} \quad (9)$$

با جایگذاری روابط (۴) تا (۹) در معادلات (۱) تا (۳)، خواهیم داشت:

$$\rho_x \frac{dp_x}{dt} = g_x n (1 - E_{xx} p_x - E_{xy} p_y) p_x - p_x \quad (10)$$

$$\rho_y \frac{dp_y}{dt} = g_y n (1 - E_{yy} p_y - E_{yx} p_x) p_y - p_y \quad (11)$$

$$\frac{dn}{dt} = j - n - n (1 - E_{xx} p_x - E_{xy} p_y) p_x - n (1 - E_{yy} p_y - E_{yx} p_x) p_y \quad (12)$$

در معادلات بدست آمده بالا نسبت طول عمر فوتون به طول عمر حامل های بار برای هر دو مد ثابت می باشد. از اینرو ρ به عنوان پارامتر کوچک در معادلات معرفی می

لیزرهای نیمه رسانا به صورت گسترده ای به عنوان منابع نوری همدوس در کاربردهای تکنولوژیکی مانند؛ انتقال نوری اطلاعات با حجم بالا، فرآیندهای نوری فوق سریع، مخابرات نوری و تولید پرتوهای آشوبناک در مخابرات امن مورد استفاده قرار می گیرند [۱ و ۲]. در سالهای اخیر استفاده از کاواک خارجی در این گونه لیزرها مورد توجه خاص قرار گرفته است. این لیزرها هم اکنون در اهدافی نظیر اندازه گیری نوری، سنسور های تداخل سنجی و حافظه های نوری مورد استفاده قرار می گیرد [۳]. لیزرهای نیمه رسانا بر حسب کاواک به مدل های مختلفی از جمله کاواک خارجی کوتاه، کاواک خارجی بلند، کاواک عمودی، کاواک حلقه ای و کاواک حلزونی تقسیم می شوند. علاوه بر این، بسته به نوع و خاصیت اپتیکی کاواک لیزری، مدهای لیزری می توانند به صورت متنوع و به صورت مدهای طولی و عرضی ظاهر گردند [۴].

در این مقاله معادلات نرخ مربوط به تغییرات زمانی تعداد فوتونها و تعداد حامل های بار برای یک لیزر نیمه رسانا کاواک عمودی با در نظر گرفتن بهره غیرخطی در حالت کارکرد دو مدی برای این لیزر، به صورت تحلیلی حل گردیده است. با به دست آوردن رابطه دینامیکی ساده از این معادلات لیزری برای یک مد شرایط لازم برای کارکرد پایا لیزر نیز محاسبه گردیده است. از سوی دیگر، با استفاده از رابطه دینامیکی بدست آمده در حضور اشباع غیر خطی، نسبت بین ضرایب خود اشباع و اشباع متقابل در دو مد مختلف نیز مورد مطالعه قرار گرفته است.

۲- معرفی معادلات بهره ی غیر خطی

معادلات نرخ توصیف کننده لیزرهای نیمه رسانای دو مدی با بهره ی غیر خطی به صورت زیر نوشته می شوند [۵]:

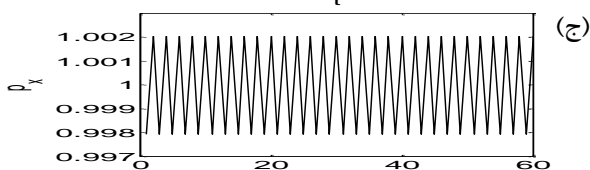
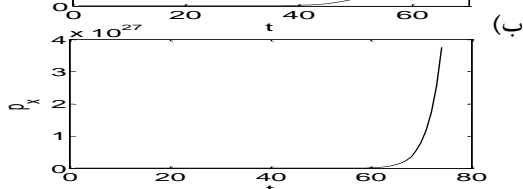
$$\frac{dP_x}{dt} = G_x(N - N_{tr})(1 - E'_{xx}P_x - E'_{xy}P_y)P_x - \frac{P_x}{\tau_{px}} + R'_x \quad (1)$$

$$\frac{dP_y}{dt} = G_y(N - N_{tr})(1 - E'_{yy}P_y - E'_{yx}P_x)P_y - \frac{P_y}{\tau_{py}} + R'_y \quad (2)$$

رابطه بدست آمده می تواند تحول زمانی تعداد فوتونها را برای مد x ام بر حسب پارامترهایی همچون Δ, ε, J مشخص سازد. از سوی دیگر با استفاده از نمودارهای بدست آمده از این رابطه مقادیر متناسب برای شروع به کار لیزر و دینامیک پرتوی خروجی لیزر بدست می آید.

۳- حل عددی معادلات و توصیف نتایج

با استخراج کامل روابط بهره ی غیر خطی در لیزرهای نیمه رسانای دو مدی، حال به بیان تحلیلی شرایط نوسان لیزری در رابطه ی (۲۳) می پردازیم. در ابتدا به منظور بررسی شرایط شروع فرآیند لیزری به مطالعه تاثیر Δ می پردازیم. همانطور که در شکل ۱-الف مشاهده می شود به ازای Δ های مثبت هیچ گونه نوسان لیزری وجود ندارد، به بیان دیگر لیزر ناپایا است. به ازای $\Delta = 0$ ، مشابه حالت $\Delta = 0$ ، لیزر به صورت ناپایا خواهد بود (شکل ۱-ب). اما به ازای Δ های منفی، همانطور که در شکل ۱-ج نشان داده شده است می توان شروع به کار فرآیند نوسانات لیزری را مشاهده کرد و لیزری با خروجی پایا خواهیم داشت. به بیان دیگر، می توان نتیجه گرفت که فقط به ازای Δ های منفی نوسانات پایای لیزری خواهیم داشت.



شکل ۱: نمودار تحولات زمانی فوتونها ی تولید شده در لیزر نیمه رسانا به ازای مقادیر $J=1, \varepsilon_{yy}=1, \varepsilon_{xy}=1.5$ و (الف) $\Delta=1$ (ب) $\Delta=0$ (ج) $\Delta=-1$.

با در نظر گرفتن مقداری صحیح و منفی برای Δ برای شروع به کار فرآیند پایای لیزری لازم است، حال به بررسی نحوه تاثیر J در نحوه تغییر دینامیک پرتو خروجی لیزر می پردازیم. همانطور که از شکل ۲ مشاهده

شود و تفاوت بین دو ضریب بهره g_x و g_y نیز از مرتبه ی ρ در نظر گرفته می شود:

$$\rho_x = \rho \quad (13)$$

$$\rho_y = \rho(1 + \rho\delta\rho) \quad (14)$$

$$g_x = g(1 - \frac{\rho G}{2}) \quad (15)$$

$$g_y = g(1 + \frac{\rho G}{2}) \quad (16)$$

در روابط (۱۵) و (۱۶) G به عنوان بهره ی نسبی بین دو مد معرفی می شود. همچنین J به عنوان جریان کاهش یافته ی بالای آستانه و η به عنوان انحراف تعداد حامل های بار از مقدار ثابتش در نظر گرفته می شود:

$$gn = 1 + \rho\eta \quad (17)$$

$$E_{ij} = \rho\varepsilon_{ij} \quad (18)$$

$$J = jg - 1 \quad (19)$$

با در نظر گرفتن جملات مرتبه ی اول ρ ، معادلات (۱۰) تا (۱۲) را می توان به صورت زیر باز نویسی کرد:

$$\frac{dp_x}{dt} = p_x \left[\eta - \frac{G}{2} - \varepsilon_{xx}p_x - \varepsilon_{xy}p_y \right] \quad (20)$$

$$\frac{dp_y}{dt} = p_y \left[\eta + \frac{G}{2} - \varepsilon_{yy}p_y - \varepsilon_{yx}p_x \right] \quad (21)$$

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{J - p_x - p_y}{\rho} - \eta - p_x \left[\eta - \varepsilon_{xx}p_x - \varepsilon_{xy}p_y \right] - p_y \left[\eta - \varepsilon_{yy}p_y - \varepsilon_{yx}p_x \right] \quad (22)$$

برای حذف η از معادله ی (۲۰) و (۲۱) از معادله (۲۲) استفاده میکنیم. با جایگذاری این جمله در معادله (۲۰) می توان به یک رابطه ای دینامیکی بسیار ساده دست یافت:

$$\frac{dp_x}{dt} = p_x(J - p_x) \left(-\frac{\Delta}{J} p_x - \varepsilon_{xy} - \varepsilon_{yy} - \frac{G}{J} \right) + R \left(1 - \frac{2p_x}{J} \right) \quad (23)$$

که در آن پارامتر Δ به صورت زیر تعریف می شود:

$$\Delta = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xy} - \varepsilon_{yx} \quad (24)$$

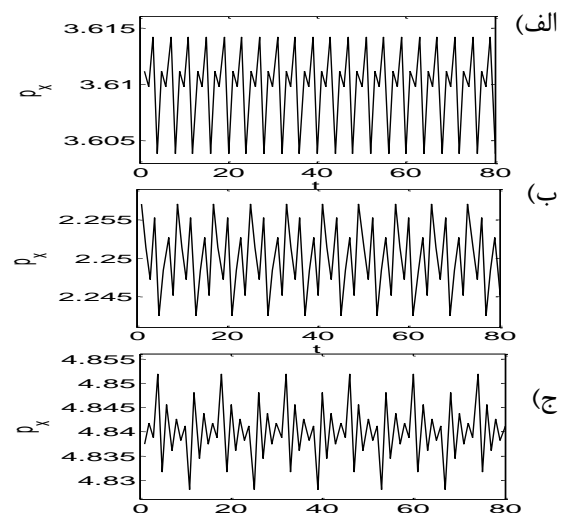
وجود نداشته ولیزر ناپایا است. این در حالی است که اگر $\langle \varepsilon_{xy} \rangle \varepsilon_{yy}$ باشد مطابق شکل (۳-ب)، نوسانات پایای لیزری قابل دریافت می باشد. همچنین اگر $\langle \varepsilon_{xy} \rangle \varepsilon_{yy}$ باشد، مطابق شکل (۳-ب)، نوسانات پایای لیزر قابل دریافت می باشد. در نتیجه می توان گفت که فقط به ازای ضرایب مساوی اشباع متقابل و خود اشباع (ε_{yy} و ε_{xy}) لیزر ناپایا می باشد.

۴- نتیجه گیری

در لیزرهای نیمه رسانا با کاواک عمودی حضور یک مد بهره ی مد دیگر را تحت تأثیر قرار می دهد. با به دست آوردن رابطه ی دینامیکی ساده از معادلات لیزری برای مد x در معادله (۲۳) شرایط لازم برای مطالعه بر روی نوسانات لیزری در هر مد فراهم گردید. همانطور که مشاهده شد وجود عوامل مختلفی در نوسانات لیزری می تواند منجر به ایجاد ناپایداری در دینامیک لیزر شود. از جمله، پارامترهایی همچون ضرایب خود اشباع و اشباع متقابل و پمپاژ جریان می توانند دینامیک لیزر را مختل کنند. با انتخاب مقدار مناسب برای Δ ($\Delta < 0$) مطابق شکل ۱، مقدار کمینه برای J مطابق شکل ۲ و همچنین با در نظر گرفتن رابطه ی بین ضرایب خود اشباع و اشباع متقابل مطابق شکل ۳ می توان لیزری با نوسانات پایا داشت. به بیان دیگر فقط به ازای Δ های منفی است که ضرایب خود اشباع برای هر مد از ضرایب اشباع متقابل بزرگتر می باشد. در نتیجه با گذشت زمان در مدهای اصلی لیزری تغییری ایجاد نخواهد شد و می توان شاهد نوسانات پایا لیزری باشیم. این در حالی است که اگر ضرایب اشباع متقابل بزرگتر از ضرایب خود اشباع باشند ($\Delta \geq 0$) مدهای جانبی جایگزین مدهای اصلی لیزری خواهند شد. تحت این شرایط، با افزایش تعداد مدهای جانبی و جایگزینی آنها با مدهای اصلی، نوسانات پایا لیزری قابل دریافت نمی باشد [۶]. علاوه براین، همانطور که مشاهده شد تغییر در مقدار جریان پمپ شده می تواند نوع دینامیک خروجی لیزر را تغییر دهد. بطور کلی در لیزرهای نیمه رسانا، تغییر در مقدار جریان پمپ شده منجر به تغییر در نوع دینامیک خروجی لیزر می گردد، که نتایج بدست آمده در این مقاله در تایید با نتایج بدست آمده در مطالعات گذشته خواهد بود [۷].

مراجع

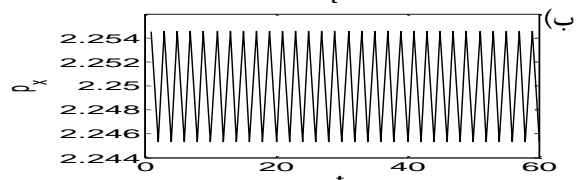
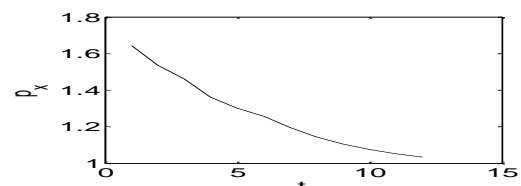
- [1] J. Ohtsubo "Semiconductor Lasers Stability Instability and Chaos" Springer, New York, 2005.
- [2] K. Kusumoto and J. Ohtsubo, Opt. Lett. **27**, 989 (2002).
- [3] R. Dorn, S. Quabis, and G. Leuchs, Phys. Rev. Lett. **91**, 233901 (2003).
- [4] N. Dokhane, G. P. Puccioni, G. L. Lippi, Physical Review A **85**, 043823 (2012).
- [5] J. Albert, G. V. Sande, B. Nagler, K. Panajotov, I. Veretenicoff, J. Danckaert, T. Erneux, Optics Communications **248**, 527-534 (2005).
- [6] J. Ohtsubo, Semiconductor Lasers-Stability, Instability and Chaos, Springer, Berlin, (2006).
- [7] S. Behnia, Kh. Mabhouti, A. Jafari, A. Akhshani, Optik **123**, 1555 (2012).



شکل ۲: نمودار تحولات زمانی فوتونها ی تولید شده (دینامیک پرتو خروجی) در لیزر نیمه رسانا به ازای: الف) $J = 1.5$ (پریود دوم)، ب) $J = 1.7$ (پریود سوم)، ج) $J = 2.2$ (پریود هفتم).

می شود تغییر در مقدار J منجر به تغییر در دینامیک پرتو خروجی لیزر می شود. بطوریکه، با انتخاب مقادیر $J = 1.5, 1.7, 2.2$ به ترتیب شاهد دینامیک های پریود دوم (شکل ۲-الف)، پریود سوم (شکل ۲-ب) و پریود هفتم (شکل ۲-ج) می باشیم. در واقع در J های پایین نوسانات لیزری پایدار و پریودیک می باشد (شکلهای ۲-الف و ۲-ب)، اما با افزایش J نوسانات لیزری به سمت مجموعه ای از دینامیک های شبه پریودیک و دینامیک های نویز مانند پیش می رود (شکل ۲-ج). حال با در نظر گرفتن مقادیر منفی برای Δ برای ایجاد شرایط شروع کارکرد لیزر و مقادیر پایین برای J به منظور دریافت دینامیک های پایا و پریودیک، به رابطه ی بین ε_{yy} و ε_{xy} در رابطه ی (۲۳) می پردازیم.

الف)



شکل ۳: نمودار تحولات زمانی فوتونها ی تولید شده (دینامیک پرتو خروجی) در لیزر نیمه رسانا به ازای الف) $\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yy}$ و ب) $\langle \varepsilon_{xy} \rangle \varepsilon_{yy}$ ، $\varepsilon_{xy} \langle \varepsilon_{yy} \rangle$.

همانطور که از شکل ۳-الف مشاهده می شود اگر ضریب خود اشباع و اشباع متقابل با هم برابر باشند هیچ گونه نوسان لیزری