

تحلیل دینامیکی تقویت کننده نوری نیمه هادی موج رونده با استفاده از روش ماتریسهای انتقالی

محمد رزاقی^۱، وحید احمدی^{۲*}، عباس ظریفکار^۳

۱- دانشجوی دکتری الکترونیک، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه تربیت مدرس

۲- استاد مهندسی برق، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه تربیت مدرس

۳- استادیار مهندسی برق، مرکز تحقیقات مخابرات ایران

* تهران، صندوق پستی ۱۴۳-۱۴۱۱۵

v_ahmadi@modares.ac.ir

(دریافت مقاله: مهر ۱۳۸۲، پذیرش مقاله: آذر ۱۳۸۵)

چکیده- برای تحلیل تقویت کننده نیمه هادی از شیوه ای مبتنی بر روش ماتریس انتقال استفاده شده است. ورودی تقویت کننده، سیگنال نوری تک فرکانس مدوله شده است و از مدولاسیون سیگنال بایاس الکتریکی صرف نظر شده است. مشاهده می شود که هرچه فرکانس مدولاسیون ورودی کمتر باشد، بهره دچار اعوجاج بیشتری می شود اما در فرکانسهای میکروویو، بهره مقدار متوسطی خواهد داشت و شکل موج خروجی از ورودی تبعیت می کند.

کلید واژگان: تقویت کننده لیزری نیمه هادی موج رونده، روش ماتریس انتقالی، تحلیل دینامیکی.

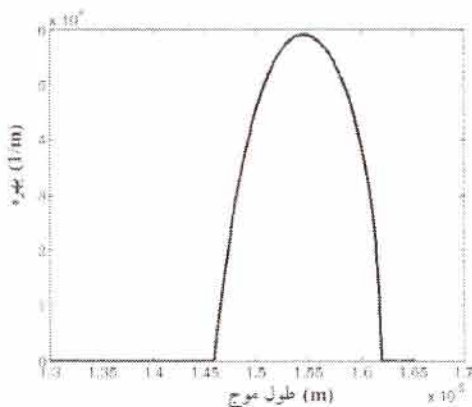
۱- مقدمه

امروز در سیستمهای مخابراتی، تجهیزات نوری جایگاه ویژه ای دارند. تقویت کننده های نوری نیز در سیستمهای ارتباطی نوری از نقش بسیار مهمی برخوردارند [۱-۳]. روشهای ماتریسی مدتی است که در تحلیل مسایل پیچیده الکترومغناطیسی به کار می رود. برای مثال می توان به روش ماتریس پراکندگی^۱ اشاره کرد که از آن در مهندسی میکروویو استفاده می شود [۴]. از این روشها در تحلیل قطعات الکترونیکی- نوری نیز استفاده می شود. در این میان می توان به استفاده از روش ماتریسهای انتقال در تحلیل نویز لیزرهای نیمه هادی [۵] و تحلیل خصوصیات بهره و اشباع در تقویت کننده های لیزری نیمه هادی [۶] اشاره کرد. از دلایل اصلی استفاده از روش ماتریس انتقال،

پایداری و سادگی استفاده از آن جهت تحلیل ساختارهای پیچیده لیزری است [۸،۷]. در این مقاله برای اولین بار از روش ماتریس انتقال برای تحلیل دینامیکی تقویت کننده لیزری استفاده شده است. تقویت کننده مورد نظر جریان بایاس ثابتی دارد و سیگنال ورودی توسط فرکانس خاصی مدوله شده است. انعکاس لایه های انتهایی ناچیز فرض شده و توزیع چگالی حاملها در طول موجبر غیریکنواخت فرض می شود. در بخش دوم ابتدا ساختار و مشخصات تقویت کننده آورده می شود. در بخش سوم تحلیل استاتیکی و مشخصه های بهره و اشباع این تقویت کننده و در بخش چهارم تحلیل دینامیکی تقویت کننده مطرح می شود. در بخش پنجم، نتایج حاصل از این تحلیل و نتیجه گیری در بخش ششم ارائه می شود.

جدول ۱ پارمترهای هندسی و ماده‌ای تقویت کننده نوری [۹،۶]

نشانه	پارامتر	مقدار
y	کسر مولی آرسنیک در موجبر	۰/۸۹۲
d	ضخامت ناحیه فعال	۰/۵ μm
W	عرض ناحیه فعال	۱/۵ μm
L	طول ناحیه فعال	۵۰۰ μm
Γ	ضریب تحدید نوری ^۳	۰/۵
K_g	ضریب نشت شکاف ممنوع ^۴	۰/۹ $\times 10^{-10}$ eV/m
n_1	ضریب شکست ناحیه فعال	۳/۲۲
n_2	ضریب شکست نواحی بدنه	۳/۱۶۲
R_1	ضریب بازتابش لایه ورودی	۰/۳۶٪
R_2	ضریب بازتابش لایه خروجی	۰/۳۶٪
A_{nr}	ضریب باز ترکیب غیرتابشی ^۵	$10^{-8} s^{-1}$
B	ضریب باز ترکیب تابشی	$10^{-11} cm^3 s^{-1}$
C_{aug}	ضریب باز ترکیب اوژه ^۶	$7/5 \times 10^{-29} cm^3 s^{-1}$
m_e	جرم مؤثر الکترون	$4/1 \times 10^{-37} kg$
m_{hh}	جرم مؤثر حفره سنگین	$4/19 \times 10^{-37} kg$
m_{hl}	جرم مؤثر حفره سبک	$5/06 \times 10^{-37} kg$

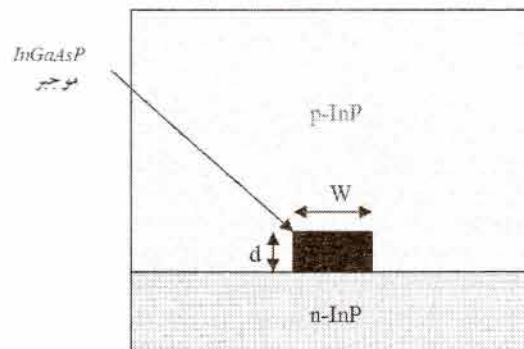


شکل ۲ طیف بهره تقویت کننده به ازای چگالی حامل $2 \times 10^{18} cm^{-3}$

۲- ساختار تقویت کننده نوری موج رونده

نمای سطح مقطع ساختار مورد نظر در شکل ۱ نمایش داده شده است. ساختار تقویت کننده شبیه سازی شده $InP-In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ است. y و x کسر مولی^۱ مربوط به آرسنیک و گالیوم بوده و برای شبکه کریستالی در نظر گرفته شده $y = 0.47x$ است. سایر مشخصات در جدول ۱ آورده شده است.

ساختار نیمه هادی مورد نظر به گونه ای است که بیشینه بهره را در طول موج $1/55 \mu m$ به دست دهد. بهره محاسبه شده برای طول موجهای مختلف سیگنال ورودی، برای حالتی که چگالی نیمه هادی برابر $2 \times 10^{18} cm^{-3}$ باشد در شکل ۲ نمایش داده شده است.



شکل ۱ ساختار تقویت کننده نیمه هادی موج رونده

در این شبیه سازی، طول موج سیگنال ورودی ثابت و بیشینه بهره تقویت کننده همواره در طول موج $1/55 \mu m$ واقع است. برای سهولت رابطه ای خطی میان بهره ماده و g_m و چگالی حاملها در نظر گرفته می شود [۱۰]:

$$g_m = A(n - n_{tr}) \quad (1)$$

در این رابطه A ضریب بهره تفاضلی و n_{tr} چگالی حامل شفاف^۲ است. بر طبق محاسبات انجام شده [۱۱] به ترتیب برابر $4/63 \times 10^{-16} cm^2$ و $8/31 \times 10^{17} cm^{-3}$ خواهد بود.

۳- تحلیل استاتیک قطعه

تقویت کننده ای با ساختار توضیح داده شده را با طول L در نظر می گیریم. با چنین فرضی می توان ساختاری تک بعدی را جایگزین ساختار سه بعدی نیمه هادی کرد.

3. Optical Confinement Factor
4. Bandgap Shrinkage coefficient
5. Nonradiative recombination coefficient
6. Auger recombination

1. Molar Fraction
2. Transparency carrier density

آورد و به صورت مشابهی می‌توان بهره مقید را تعریف کرد. همانطور که در شکل دیده می‌شود فرض شده که میدانهای گذرنده از داخل تقویت‌کننده به صورت $u(z)$ و $v(z)$ قابل تفکیک هستند و هر یک از آنها در جهت‌های $+z$ و $-z$ حرکت می‌کنند. در اینجا باید به این نکته توجه داشت که $u(z)$ و $v(z)$ شامل سیگنال تقویت‌شده و پرتو خودبه‌خودی است.

در تقویت‌کننده میدانهایی که به قسمت k ام وارد می‌شوند (u_k و v_{k+1}) به دلیل بهره‌ای که در ناحیه فعال ایجاد می‌شود، تقویت خواهد شد. علاوه بر این پرتو خودبه‌خودی نیز تولید خواهد شد که به سیگنالهای تقویت شده u_k و v_{k+1} اضافه خواهد شد. در تحقیقات انجام شده، نشان داده شده است که تنها مقدار ناچیزی از این پرتو خودبه‌خودی به سیگنال گذرنده کوپل خواهد شد [۱۲]. از این رو با توجه به تقسیم تقویت‌کننده به تکه‌های کوچک، می‌توان از تأثیر این عامل در تحلیل اشباع توان خروجی صرف نظر و فرض کرد که فقط سیگنالهای u_{k+1} و v_k شامل سیگنال تقویت‌شده هستند. با توجه به این تخمین می‌توان ماتریس انتقال را که مشخص‌کننده نحوه ارتباط u_k و v_k با u_{k+1} و v_{k+1} هستند به دست آورد.

این رابطه را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$F_k = A_k \cdot F_{k+1} \quad (3)$$

F_k نشان‌دهنده ستونی است که از u_k و v_k تشکیل شده. مشابه این تعریف برای F_{k+1} نیز صادق است و ماتریس A_k نشان‌دهنده ماتریس انتقال است که به صورت رابطه (۴) تعریف می‌شود [۷].

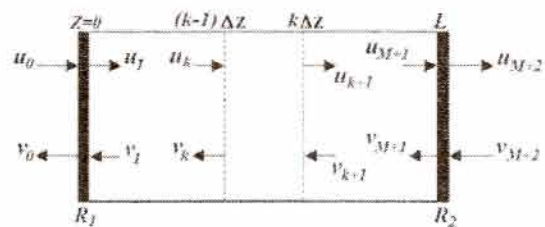
$$\begin{bmatrix} u_k \\ v_k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp\left[\frac{-g_k \Delta z}{2}\right] \exp[j\beta_z^k \Delta z] & 0 \\ 0 & \exp\left[\frac{g_k \Delta z}{2}\right] \exp[j\beta_z^k \Delta z] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{k+1} \\ v_{k+1} \end{bmatrix} \quad (4)$$

بنابراین می‌توان تقویت‌کننده را به صورت شکل ۳ نمایش داد. فرض می‌کنیم ورودی این تقویت‌کننده سیگنالی تک‌فرکانس باشد و چگالی جریان تزریقی همواره ثابت باقی بماند. از آنجا که چگالی حاملهای تزریقی باعث ایجاد پروفایلی ناهمگن از $n(z)$ در طول تقویت‌کننده می‌شود، از این رو همین عامل باعث ایجاد پروفایل ناهمگنی از ضریب بهره ماده g_m می‌شود که توسط رابطه (۱) توصیف می‌گردد.

ضریب بهره مد $g(z)$ در z توسط رابطه زیر معرفی می‌شود [۷]:

$$g(z) = \Gamma[g_m(z) - \alpha_a(z)] - (1 - \Gamma)\alpha_c(z) \quad (2)$$

که در این رابطه $\alpha_c(z)$ و $\alpha_a(z)$ ضرایب تلفات ناحیه فعال و بدنه در z هستند.



شکل ۳ تقسیم موجبر تقویت‌کننده نوری

با استفاده از روش ماتریس انتقال

در ادامه تقویت‌کننده به M قسمت مساوی تقسیم می‌شود. همانطور که در شکل ۳ نشان داده شده هر یک از این قسمت‌ها، طولی برابر $\Delta z = L/M$ دارند. Δz به اندازه‌ای کوچک است تا بتوان ضرایب بهره ماده و بهره مقید را در این نواحی ثابت در نظر گرفت. در این صورت می‌توان با اعمال شرایط مرزی در قسمت k ام، بهره ماده را به صورت $g_m((k-1)\Delta z) = g_m(k\Delta z)$ به دست

سرانجام با استفاده از شرایط مرزی، بهره تقویت کننده به صورت زیر محاسبه می شود:

$$G = \left| \frac{u_{M+2}}{u_0} \right|^2 \quad (10)$$

با ترسیم تغییرات بهره بر حسب توان خروجی $P_{out} = |u_{M+2}|^2 Wd$ ، توان اشباع P_{sat} از روی این نمودار به دست می آید.

۴- تحلیل دینامیک قطعه

در تحلیل دینامیکی، سیگنال ورودی به صورت سینوسی مدوله شده است. سیگنال مورد نظر به شکل زیر به تقویت کننده اعمال می شود:

$$P = P_0(1 + \delta \cos(2\pi f_m t)) \quad (11)$$

که P_0 توان متوسط نوری، δ ضریب مدولاسیون و f_m فرکانس مدولاسیون است.

در شکل ۴، روندنمای کلی مراحل تحلیل دینامیکی آورده شده است. مهمترین اختلاف این بخش با تحلیل استاتیکی، در شیوه حل معادله نرخ حامل است که ناشی از در نظر گرفتن عبارت زمانی معادلات نرخ حامل است. هنگامی که از سیگنال مدوله شده در ورودی استفاده می کنیم، رابطه دامنه میدان ورودی و توان به صورت زیر تغییر پیدا می کند:

$$u(0, t) = \sqrt{\frac{P_0(1 + \delta \cos(2\pi f_m t))}{Wd}} \quad (12)$$

گام بعدی محاسبه دامنه سیگنال عبوری در هر یک از قسمت های موجبر است. هنگامی که فرکانس مدولاسیون کوچک است (دوره تناوب سیگنال مدوله شده ورودی بزرگتر از زمانی است که لازم است تا نور از ابتدا تا انتهای موجبر را طی کند)، پارامتر زمانی تأثیر چندانی بر روند تحلیل ندارد، اما با بیشتر شدن این فرکانس باید تغییراتی در روند تحلیل ایجاد شود.

برای چگالی جریان تزریقی ثابت j و با صرف نظر کردن از اثر تابش خودبه خودی، چگالی حامل تزریقی برای قسمت k ام از رابطه زیر به دست می آید [۱۳]:

$$\frac{j}{qd} = R_k + \frac{\Gamma c}{N_g} g_{mk} S_k \quad (5)$$

که در این رابطه R_k نرخ بازترکیب حاملها است که به صورت زیر تعریف می شود [۱۲]:

$$R_k = A_{nr} n_k + B n_k^2 + C_{aug} n_k^3 \quad (6)$$

ضرایب بازترکیب برای تقویت کننده $1/55 \mu m$ در جدول ۱ آورده شده است. در رابطه (۵)، g_{mk} ضریب بهره ماده است که با استفاده از رابطه (۱) می توان آن را به صورت زیر تعریف کرد:

$$g_{mk} = A(n_k - n_{tr}) \quad (7)$$

کمیت S_k در رابطه (۵) بیانگر چگالی کلی فوتون است که به صورت زیر تعریف می شود:

$$S_k = [|u_k|^2 + |v_k|^2] \frac{N_g}{cE} \quad (8)$$

در این رابطه E معرف انرژی فوتون است. همانطور که مشاهده می شود با جایگذاری سه رابطه گفته شده در رابطه (۵)، معادله ای بر حسب چگالی فوتون تزریقی n_k به دست می آید. اگر توان سیگنال ورودی مشخص باشد، با استفاده از روش تکرار، مقادیر u_k و v_k با استفاده از رابطه (۵) و رابطه زیر به دست می آید:

$$F_1 = \left(\prod_{r=1}^k A_r \right) F_k \quad (9)$$

با استفاده از این روابط می توان رابطه (۵) را حل کرد. با به دست آوردن n_k ، ضرایب بهره ماده g_{mk} و مقید g_k را از روی روابط (۵) و (۲) براحتی می توان به دست آورد و سپس از آنجا میدانهای u_{k+1} و v_{k+1} را با استفاده از رابطه (۴) می توان محاسبه کرد. با استفاده از این میدانها چگالی حاملهای قسمت بعدی (n_{k+1}) را توسط روابط (۵) تا (۸) می توان به دست آورد. از این رو برطبق این روند، چگالی حامل و بهره را برای تک تک قسمت ها می توان محاسبه کرد.

در این مرحله پیروی سیگنال مدوله شده به چندین بخش تقسیم می‌شود و برای هر بخش، دامنه سیگنال عبوری به دست آورده می‌شود.

۴-۱- حل معادله نرخ چگالی حامل

معادله نرخ حامل در لیزر نیمه‌هادی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j}{qd} - \frac{n}{\tau_{sp}} - \frac{c\Gamma}{N_g} gS \quad (13)$$

برای سیگنال دارای مدولاسیون شدت، چگالی فوتون را به صورت $a(1 + \delta \cos(2\pi f_m t))$ می‌توان تعریف کرد که a نمایانگر میدانهای رفت و برگشتی در موجبر تقویت‌کننده است. بنابراین معادله نرخ حامل به صورت زیر می‌شود:

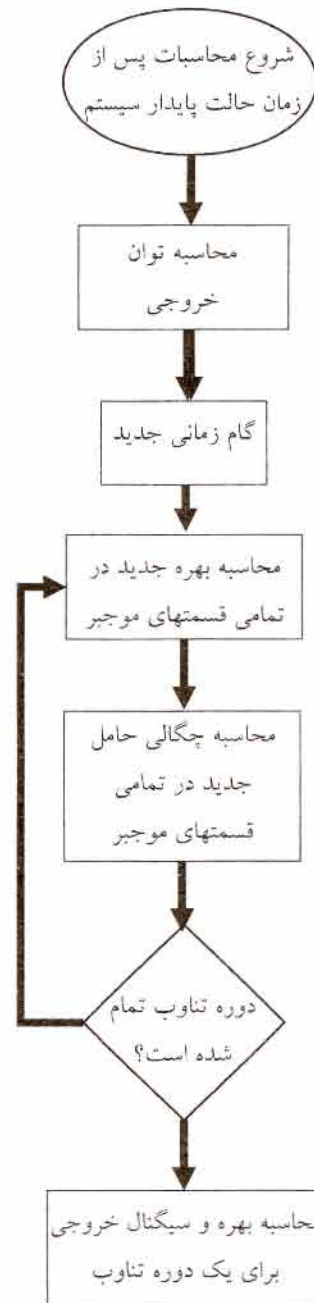
$$\frac{dn}{dt} = \frac{j}{qd} - \frac{n}{\tau_{sp}} - \frac{c\Gamma}{N_g} a(1 + \delta \cos(\omega_m t))g \quad (14)$$

با حل این معادله به شیوه تحلیلی، نتیجه به شکل رابطه (۱۵) خواهد بود.

اولین جمله در معادله (۱۵) مشابه جواب معادله (۵) حالت استاتیک است. جمله دوم نشانگر پاسخ تقویت‌کننده به سیگنال مدوله شده ورودی است. همانطور که ملاحظه می‌شود برای ω_m هایی که از $1/\tau_{sp}$ بسیار بزرگتر هستند، این جمله به سمت صفر میل خواهد کرد؛ بنابراین برای فرکانسهای بزرگ، مدولاسیون چگالی حاملها و بهره فقط به مقدار متوسط سیگنال وابستگی دارد اما برای حالت $\omega_m \rightarrow 0$ رابطه (۱۶) حاصل می‌شود.

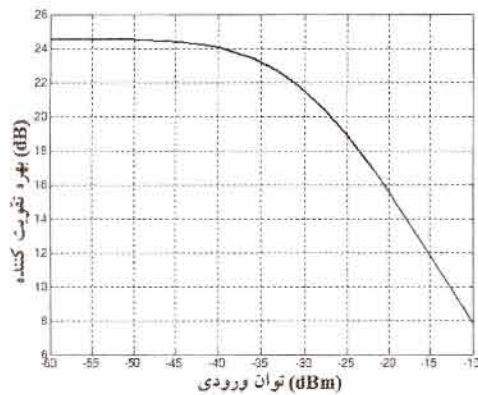
$$n = \tau_{sp} \left(\frac{j}{qd} - \frac{c\Gamma a}{N_g} \right) - \frac{c\Gamma a \delta}{N_g} \frac{([1/\tau_{sp}] \cos \omega_m t + \omega_m \sin \omega_m t)}{\omega_m^2 + [1/\tau_{sp}]^2} \quad (15)$$

$$n = \tau_{sp} \left(\frac{j}{qd} - \frac{c\Gamma a(1 + \delta \cos \omega_m t)}{N_g} \right) \quad (16)$$



شکل ۴ روند نمای تحلیل دینامیکی

در شکل ۶ بهره حالت پایدار تقویت کننده به ازای تغییرات توان ورودی در جریان بایاس ۰/۹ جریان آستانه دیده می شود. با توجه به این شکل می توان نتیجه گرفت که به ازای توانهای ورودی بزرگتر، دامنه تغییرات سیگنال خروجی بزرگتر خواهد بود. در این حالت با مدوله کردن سیگنال در نیم سیکل مثبت، مسلماً بهره رفتار غیرخطی تری نسبت به بهره در توانهای کوچکتر خواهد داشت. پی آمد این موضوع، اعوجاج بیشتر سیگنال خروجی خواهد بود. از سوی دیگر در توانهای کم نیز احتمال اینکه بهره به بیشینه مقدار خود رسیده باشد وجود دارد (به عنوان مثال بهره تقویت کننده در شرایط تزریق ۰/۹ جریان آستانه، ۲۴/۵ dB است).



شکل ۶ بهره تقویت کننده نوری در حالت پایدار به ازای تغییرات توان سیگنال ورودی در جریان بایاس ۰/۹ جریان آستانه

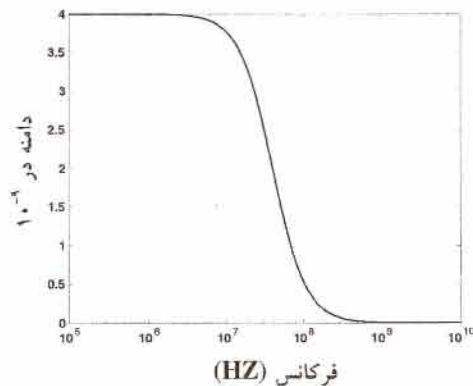
در ادامه بهره تقویت کننده در یک دوره تناوب به ازای توانهای ورودی -40 dBm و -10 dBm در شکل‌های ۷ و ۸ آورده شده است. در محاسبات انجام شده ضریب جریان تزریقی به آستانه، برابر ۰/۹ در نظر گرفته شده است و بهره تقویت کننده به ازای سه فرکانس مدولاسیون 10^9 ، 10^{12} و 10^6 هرتز با یکدیگر مقایسه شده است. با مشاهده این شکلها می توان به نتایج زیر رسید:

۱- با افزایش فرکانس مدولاسیون متوسط بهره تقویت کننده به بهره حالت پایدار میل می کند.

از این رابطه می توان نتیجه گرفت که چگالی حامل و بهره وابسته به فرکانس مدولاسیون هستند و در هر ثابت زمانی مدوله می شوند. این مدولاسیون دامنه در فرکانسهای کوچک مدولاسیون سیگنال ورودی، باعث ایجاد اعوجاج در سیگنال خروجی خواهد شد. در شکل ۵ وابستگی دامنه $h(\omega)$ ، جمله دوم قسمت سمت راست رابطه (۱۵)، به فرکانس مدولاسیون نشان داده شده است:

$$h(\omega) = \frac{[1/\tau_{sp}] \cos \omega_m t + \omega_m \sin \omega_m t}{\omega_m^2 + [1/\tau_{sp}]^2} \quad (17)$$

برای به دست آوردن این نمودار τ_{sp} برابر 4 ns در نظر گرفته شده است. مشاهده می شود که برای فرکانسهای کوچکتر از 1 GHz ، مقدار دامنه قابل ملاحظه است، اما با افزایش این فرکانس، کاهش می یابد و سرانجام به صفر میل می کند.

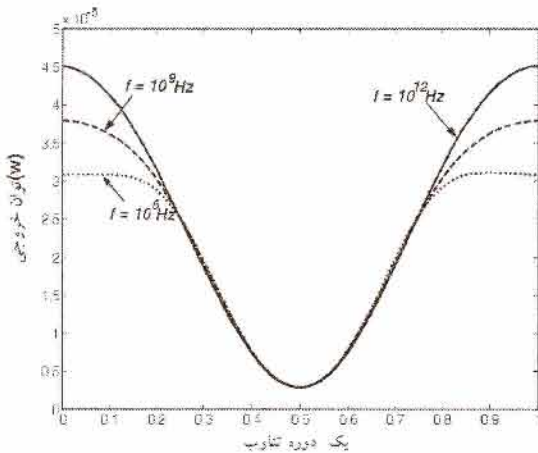


شکل ۵ وابستگی دامنه جمله دوم از معادله نرخ حامل به فرکانس مدولاسیون

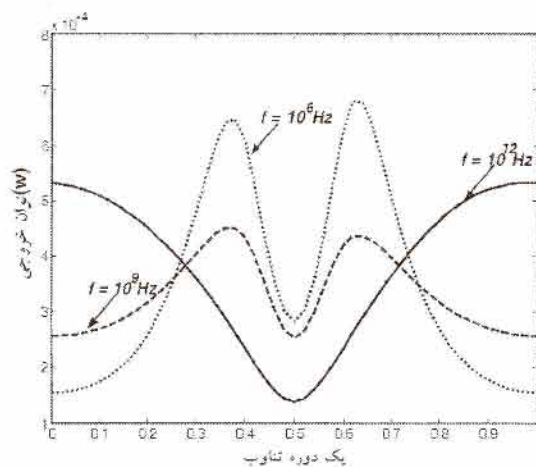
۵- تحلیل نتایج

به منظور تحلیل دینامیکی، دانستن مقدار بهره در حالت استاتیک، برای توانهایی از ورودی که تحلیل دینامیکی صورت می گیرد و مقدار دامنه نوسانات توان خروجی به ازای مقادیر مختلفی از توان ورودی مورد نیاز است.

شکل‌های ۹ و ۱۰ نشان‌دهنده توان سیگنال خروجی در یک دوره تناوب هستند. در این شکل‌ها آثاری را که فرکانس مدولاسیون بر شکل‌های ۷ و ۸ بجا می‌گذاشت دقیقاً می‌توان مشاهده کرد. همانطور که می‌بینیم شکل سینوسی سیگنال خروجی در فرکانسهای کوچک بهم می‌ریزد اما در فرکانسهای بزرگ، شکل موج بسیار شبیه به سیگنال ورودی خواهد شد؛ زیرا در این فرکانسها - همانطور که در شکل‌های قبل دیدیم- از دامنه تغییرات بهره تقویت‌کننده کاسته خواهد شد.



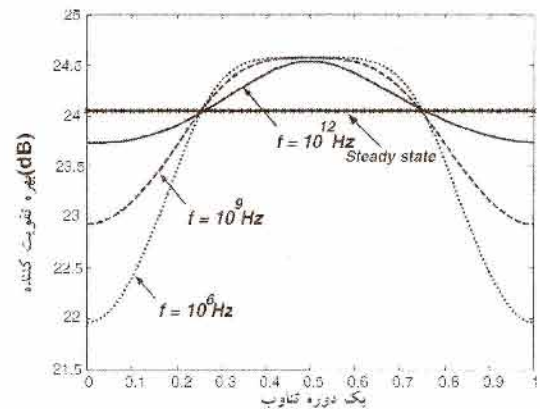
شکل ۹ تغییرات توان خروجی به‌ازای سه فرکانس مدولاسیون 10^9 ، 10^6 و 10^{12} هرتز برای توان ورودی -40 dBm



شکل ۱۰ تغییرات توان خروجی به‌ازای سه فرکانس مدولاسیون 10^9 ، 10^6 و 10^{11} هرتز برای توان ورودی -10 dBm

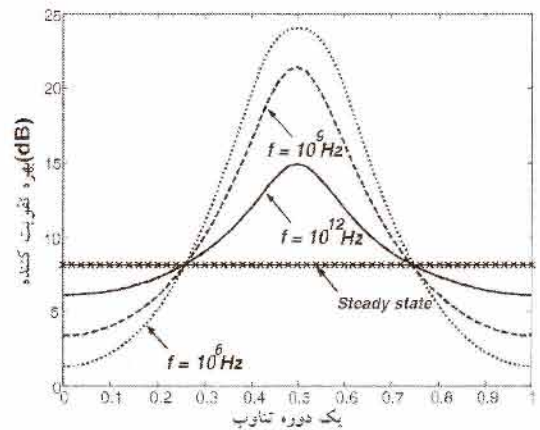
۲- در فرکانسهای بیشتر شکل تقویت شده، به‌شدت غیر سینوسی است.

۳- با کاهش توان ورودی تقویت‌کننده، بهره در فرکانسهای بالا کمتر به اشباع می‌رود و بهره نسبت به توانهای بزرگتر حالت سینوسی بیشتری دارد.



شکل ۷ تغییرات بهره به‌ازای سه فرکانس مدولاسیون 10^9 ، 10^6 و 10^{13} هرتز برای توان ورودی -40 dBm

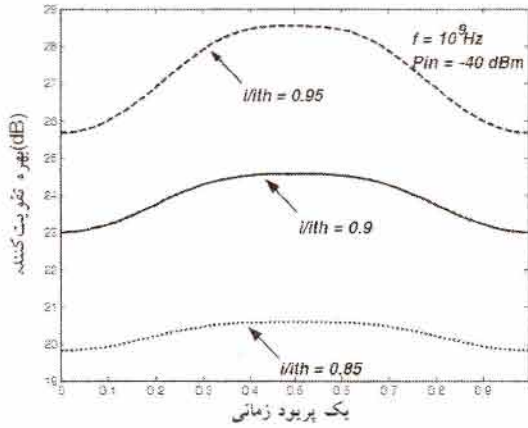
این پدیده‌ها را می‌توان چنین توجیه کرد: با افزایش فرکانس مدولاسیون، تقویت‌کننده نمی‌تواند به تغییرات سریع دامنه به‌طور مناسبی پاسخ دهد و برای هر دامنه‌ای، وارونگی جمعیت مورد نیاز را فراهم آورد. از این رو تقویت‌کننده فقط به متوسط سیگنال ورودی پاسخ خواهد داد.



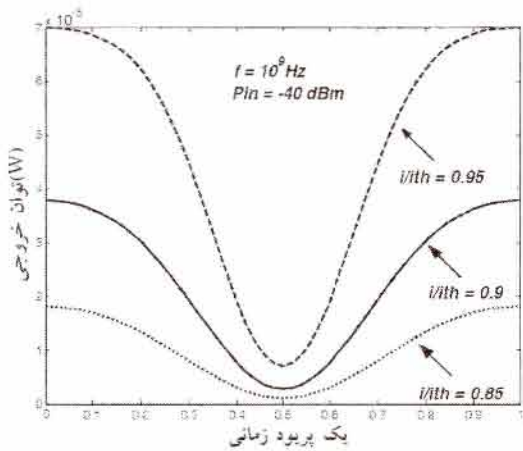
شکل ۸ تغییرات بهره به‌ازای سه فرکانس مدولاسیون 10^9 ، 10^6 و 10^{14} هرتز برای توان ورودی -10 dBm

۶- نتیجه گیری

به طور کلی می توان نتایج حاصل از تحلیل دینامیکی را به صورت ذیل خلاصه کرد:



شکل ۱۲ نمودار تغییرات بهره دینامیکی تقویت کننده برای سه جریان بایاس ۰/۹۵، ۰/۹، ۰/۸۵، جریان آستانه، به ازای فرکانس مدولاسیون 10^9 Hz برای توان -40 dBm



شکل ۱۳ نمودار تغییرات توان خروجی تقویت کننده برای سه جریان بایاس ۰/۹۹، ۰/۸۱، ۰/۷۵، جریان آستانه، به ازای فرکانس مدولاسیون 10^9 Hz برای توان -40 dBm

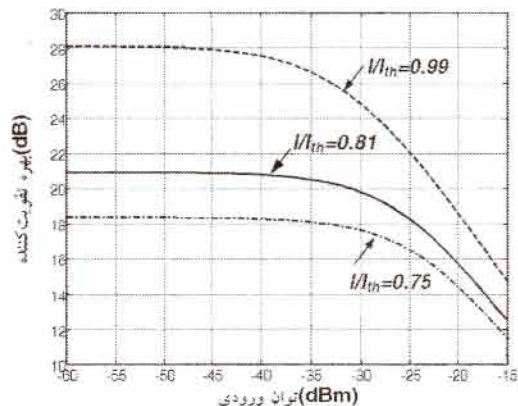
۱- هرچه فرکانس مدولاسیون سیگنال ورودی کاهش یابد، وابستگی توزیع چگالی حامل و بهره به فرکانس بیشتر شده و اعوجاج بیشتری در شکل موج خروجی مشاهده خواهد شد.

۲- با افزایش بیشتر فرکانس مدولاسیون، از وابستگی توزیع چگالی حامل و بهره به فرکانس کاسته خواهد شد،

پدیده قابل توجه دیگر، اعوجاج شدیدی است که در شکل موج سیگنال خروجی در توانهای بزرگ روی می دهد. این پدیده چنین توجیه می شود: در توانهای بزرگ به دلیل افزایش دامنه نوسانی بهره (برای توان ورودی -10 dBm دامنه نوسان 23 dB است، در حالی که این مقدار برای توان ورودی -40 dBm تقریباً برابر $2/5$ dB است) اعوجاج سیگنال خروجی به مراتب بیشتر خواهد بود.

در انتها، مقایسه ای میان بهره و شکل موج خروجی برای سه جریان بایاس $0/85$ ، $0/9$ و $0/95$ جریان آستانه در فرکانس مدولاسیون 10^9 Hz و توان ورودی -40 dBm انجام شده است. مطابق شکل ۱۱ که از تحلیل استاتیکی به دست می آید، می بینیم که هرچه جریان بایاس بزرگتر باشد، بهره سریعتر افت پیدا خواهد کرد و از سوی دیگر شیب تغییرات بهره بیشتر خواهد بود و بنابراین اثر آن در تحلیل دینامیکی نیز مشاهده خواهد شد.

در شکل ۱۲ مشاهده می شود که به ازای جریان بایاس $0/95$ جریان آستانه، بیشترین تغییرات در بهره وجود دارد. این امر مؤید نتایج حاصل از تحلیل استاتیکی است. شکل ۱۳ نشان دهنده شکل موج خروجی تقویت کننده است. همانطور که انتظار داریم، به دلیل تغییرات بیشتر بهره در جریانهای بایاس بزرگتر، حالت غیرخطی تر در شکل موج مشاهده می شود.



شکل ۱۱ نمودار تغییرات بهره تقویت کننده برای سه جریان بایاس ۰/۹۹، ۰/۸۱ و ۰/۷۵، جریان آستانه

Asymmetric Phase-Shifted DFB lasers"; *IEEE Lightwave Technol.*; Vol. LT-5; pp. 140-146; 1987.

[6] C.Y.J. Chu; H. Ghafouri-Shiraz; "Analysis of Gain and Saturation Characteristic of a Semiconductor Laser Optical Amplifier Using Transfer Matrices"; *IEEE J. Lightwave Technol.*; Vol. 12; No.8; pp. 1378-1386; 1994.

[7] H. Ghafouri-Shiraz; *Fundamentals of Laser Diode Amplifiers*; John Wiley & Sons; 1996.

[8] A. Matsumoto; K. Nishimura; K. Utaka; M. Usami; "Operational Design on High-Speed Semiconductor Optical Amplifier with Assist Light for Application to Wavelength Converters Using Cross-Phase Modulations"; *IEEE J. Quantum Electron.*; Vol. 42; No.3; pp. 313-323; 2006

[9] M. J. Connelly; "Wideband Semiconductor Optical Amplifier Steady-State Numerical Model"; *IEEE J. Quantum Electron.*; No.3; pp. 439-447, 2001.

[10] A. Yariv, *Quantum Electronics in Modern Communication*; 5th edition; Oxford University Press, 1997.

[۱۱] رزاقی، م؛ مدلسازی و تحلیل تقویت کننده لیزری نیمه هادی (موج رونده)؛ پایان نامه دوره کارشناسی ارشد؛ دانشگاه تربیت مدرس؛ ۱۳۸۲.

[12] Y. Yamamoto; S. Saito; T. Mukai; "AM and FM Quantum Noise in Semiconductor Lasers-part II: Comparison of Theoretical and Experimental Results for AlGaAs Lasers"; *IEEE J. Quantum Electron.*; Vol. QE-19; pp. 47-58; 1983.

[13] G.P.Agrawal; N.K. Dutta; *Semiconductor Lasers*, Van-Nostrand Reinhold; 1993.

تا جایی که تقویت کننده توانایی تعقیب تغییرات ورودی را نخواهد داشت و فقط مقدار متوسط سیگنال ورودی را می بیند. در این حالت شکل موج سیگنال خروجی بیشتر به شکل سیگنال ورودی نزدیک می شود.

۳- به ازای توانهای بزرگتر ورودی، تغییرات بهره و شکل موج سیگنال خروجی افزایش خواهد یافت، به طوری که در توانهای ورودی بیشتر از اشباع، شکل سیگنال خروجی حالت سینوسی نخواهد داشت.

۴- با افزایش جریان بایاس تقویت کننده، تغییرات دامنه بهره تقویت کننده افزایش خواهد یافت و شکل موج سیگنال خروجی دچار اعوجاج بیشتری خواهد شد.

۷- منابع

[1] Y. Liu; E. Tangdiongga; Z. Li; S. Zhang; H. d. Waardt; G.D. Khoe; H.J.S. Dorren, "Error-Free All-Optical Wavelength Conversion at 160 gb/s Using a Semiconductor optical Amplifier and an Optical Bandpass Filter", *IEEE J. Lightwave Technol.*; Vol. 24; No. 1; pp. 230-236; 2006

[2] J.W. Crowe; R.M. Craig; "Two-Wavelength Switching with a Distributed-Feedback Semiconductor Optical Amplifier (DFBSOA)"; *IEE Proc. Optoelectron.*; Vol. 153, No. 1; pp. 21-27; 2006.

[3] D. Schicketanz; G. Zeidler; "GaAs-Double-Heterostructure Lasers as Optical Amplifiers"; *IEEE J. Quantum Electron.*; Vol. QE-11; pp. 65-69; 1975.

[4] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*; Academic Press; London, 1974.

[5] G. Bjork; O. Nilsson; "A New Exact and Efficient Numerical Matrix Theory of Complicated Laser Structures: Properties of