

بررسی اثر فاز توری و بازتاب وجوه انتهایی کاواک روی میدان نوری داخلی لیزر نیمرسانای QWS-DFB

فاطمه شهشهانی^{۱،۲}، وحید احمدی^{۳*}، کاووس میرعباس زاده^۴

۱. دانشگاه صنعتی امیرکبیر تهران، دانشکده فیزیک.
۲. دانشگاه الزهرا تهران، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک.
۳. استادیار گروه الکترونیک، دانشکده فنی - مهندسی، دانشگاه تربیت مدرس.
۴. سازمان انرژی اتمی ایران، مرکز تحقیقات لیزر.

* تهران، دانشگاه تربیت مدرس دانشکده فنی - مهندسی، گروه الکترونیک.

v_ahmadi@modares.ac.ir

چکیده - در این مقاله تاثیر موج بازتابی و فاز توری در وجوه انتهایی کاواک لیزر نیمرسانای DFB (Distributed Feedback)، روی توزیع شدت میدان نوری مورد بررسی و تحقیق قرار گرفته است. میزان یکنواختی شدت نور در طول کاواک لیزر با پارامتر یکنواختی (Flatness) سنجیده می شود. در این مقاله وابستگی این پارامتر به ضریب جفت شدگی، ضریب بازتاب و فاز توری در روی وجوه نیز مطالعه شده است. این بررسی نشان می دهد که موج بازتابی از وجوه لیزر DFB باعث می شود که در بعضی ساختارها شدت میدان نوری در طول کاواک توزیع یکنواخت تری نسبت به لیزر DFB با وجوه ضد بازتاب داشته باشد. همچنین مشاهده می شود که حساسیت پارامتر یکنواختی به فاز توری و ضریب جفت شدگی خیلی زیاد است. بنابراین لازم است که اثر موج بازتابی و فاز توری در دو انتهای کاواک، در طراحی لیزر DFB به منظور افزایش پایداری آن در مقابل پدیده SHB (Spatial Hole Burning) در نظر گرفته شود. اثر ضریب بازتاب و فاز توری روی توزیع چگالی فوتونها و حاملهای الکتریکی در داخل کاواک و در محدوده بالای آستانه نیز مورد بررسی قرار گرفته است.

کلید واژگان: لیزر نیمرسانا، ضریب بازتاب، فاز توری، لیزر DFB، Spatial Hole Burning

۱- مقدمه

DFB معمولی وبا ضرایب بازتاب صفر، همزمان در دو مد متقارن نسبت به فرکانس براگ توری، نوسان می کنند [۱]. اما لیزرهای DFB با انتقال فاز $\lambda/4$ که به اختصار به آن QWS-DFB (Quarture Wave-Shift) گفته می شود، در

لیزر نیمرسانای DFB (Distributed Feedback)، مناسبترین منبع موج در سیستم های مخابرات نوری هستند. زیرا دارای سرعت مدولاسیون بالا و پهنای خط باریک می باشند. لیزرهای

نظیر [۲۲] مورد توجه می‌باشد.

ضریب بازتاب و فاز توری روی توزیع شدت میدان نوری داخل کاواک لیزر نیز تاثیر می‌گذارند.

در این مقاله وابستگی پارامتر یکنواختی و پایداری لیزر در مقابل پدیده SHB به فاز توری، ضریب بازتاب وجوه انتهایی کاواک لیزر QWS-DFB و ضریب جفت‌شدگی مورد بررسی قرار گرفته است. بر اساس اطلاعات نویسندگان تا کنون تحلیلی مشابه آنچه که در این مقاله ارائه شده صورت نگرفته است. همچنین توزیع چگالی فوتونها و حامل‌های الکتریکی در شرایط بالای آستانه، برای بعضی مقادیر ضرایب بازتاب نیز بررسی شده است. از این بررسی می‌توان در طراحی لیزر QWS-DFB به منظور کاهش احتمال پدیده SHB و انتخاب مقادیر مناسب ضریب بازتاب و ضریب جفت‌شدگی استفاده کرد.

این مقاله به صورت زیر تنظیم شده است: در بخش ۲ به بیان تئوری و مدل فیزیکی براساس معادلات موج جفت شده (Coupled Wave Equation) و روش ماتریس انتقال TMM (Transfer Matrix Method) پرداخته شده، بخش (۳) شامل نتایج محاسبات، نمودارها و تحلیل آنهاست و در بخش ۴، نتیجه‌گیری کوتاهی ارائه شده است.

۲- تئوری و مدل فیزیکی

۲-۱- معادلات موج جفت شده و روش ماتریسی

ساختار ساده یک لیزر DFB در شکل (۱) نشان داده شده است. دامنه موج رفت و برگشت در لیزر DFB با استفاده از معادلات موج جفت شده غیر وابسته به زمان (Coupled Wave Equation) بدست می‌آید [۱]:

$$\frac{dA}{dz} = (\alpha - i\delta)A(z) + i\kappa B(z) \quad (1)$$

$$-\frac{dB}{dz} = (\alpha - i\delta)B(z) + i\kappa^* A(z) \quad (2)$$

فرکانس براگ دارای کمترین بهره آستانه بوده و تک مد عمل می‌کنند، [۲]. در لیزرهای QWS-DFB با ضریب بازتاب غیر صفر نیز مدهای نوسانی نسبت به فرکانس براگ متقارن نیستند و با تغییر ضریب بازتاب و فاز توری، بهره آستانه لیزر تغییر می‌کند [۳].

مشکل عمده لیزر QWS-DFB این است که به دلیل انتقال فازی که معمولاً در وسط توری (Grating) آن ایجاد می‌شود، شدت میدان نوری در این ناحیه افزایش یافته و در نتیجه پدیده SHB (Spatial Hole Burning) به وجود می‌آید. این پدیده مخصوصاً در جریان‌های ورودی چند برابر جریان آستانه سبب ناپایداری مدی در لیزر می‌گردد [۴ و ۵].

برای مقابله با پدیده SHB در لیزر DFB، می‌توان در ساختار لیزر DFB، تغییراتی ایجاد کرد که در این زمینه کارهای زیادی به صورت تئوری و تجربی صورت گرفته است [۶-۱۶]. پایداری لیزر در مقابل پدیده SHB به توزیع یکنواخت شدت میدان نوری در طول کاواک مربوط می‌شود. میزان یکنواختی شدت میدان نوری با پارامتر یکنواختی (Flatness) سنجیده می‌شود [۱۷ و ۱۸].

ضریب بازتاب و فاز توری در وجوه انتهایی کاواک لیزر DFB نیز از عوامل مؤثر در عملکرد لیزر می‌باشند و تقریباً بطور همزمان با شروع کار تئوری لیزر DFB [۱]، تأثیر فاز و ضریب بازتاب وجوه انتهایی کاواک نیز روی مشخصات مختلف لیزر بطور تئوری مورد بررسی قرار گرفته است [۱۹ و ۲۰]. هرچند در بیشتر کارهای تئوری مربوط به لیزر DFB برای سادگی محاسبات مدل AR-AR (Anti Reflection-Anti Reflection) در نظر گرفته می‌شود ولی در عمل از اثرات موج بازتابی و فاز توری روی مشخصات لیزر نمیتوان صرف‌نظر کرد، بخصوص چون فاز توری در روی وجوه به دلیل برش قطعه قابل کنترل و تنظیم نیست و می‌تواند مقادیر احتمالی بین π و $-\pi$ (یا 0 و 2π) را داشته باشد [۲۰ و ۲۱]. این مسئله همچنان در کارهای تجربی

جفت‌شدگی، κ ، نیز به z بستگی خواهد داشت. همچنین در شرایط بالای آستانه، در اثر تغییرات چگالی حامل‌های الکتریکی در طول لیزر، ضریب بهره (α) و ضریب شکست نیز به z بستگی پیدا خواهند کرد در این حالت برای حل معادلات موج و تعیین پارامترهای لیزر از روش ماتریس انتقال یا TMM (Transfer Matrix Method) می‌توان استفاده کرد. در این روش طول لیزر به چند قسمت تقسیم شده و در هر قسمت کمیت‌های α ، δ و κ ثابت در نظر گرفته می‌شوند. دامنه موج رفت و برگشت در انتهای هر قسمت توسط ماتریس انتقال به دامنه موج رفت و برگشت در ابتدای همان قسمت مربوط می‌شود. عناصر ماتریس انتقال به شکل زیر می‌باشند [۶ و ۲۳].

$$F_{11} = \frac{1}{1-r^2} [\exp(iql) - r^2 \exp(-iql)] \quad (5)$$

$$F_{12} = \frac{-r}{1-r^2} [\exp(iql) - \exp(-iql)] = -F_{21} \quad (6)$$

$$F_{22} = \frac{1}{1-r^2} [\exp(-iql) - r^2 \exp(iql)] \quad (7)$$

که در آن l طول هر قسمت و q و r با روابط زیر داده می‌شوند:

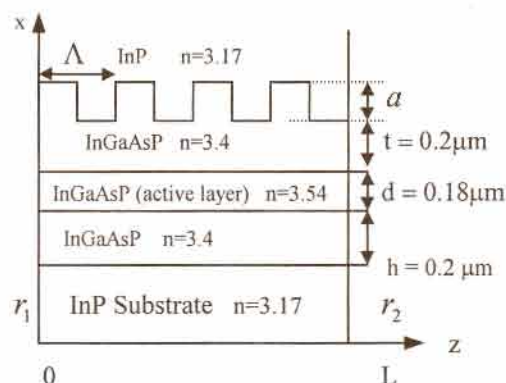
$$q = \pm i [(\alpha + i\delta)^2 + \kappa^2]^{1/2} \quad (8)$$

$$r = \frac{q + i(\alpha + i\delta)}{\kappa} = \frac{-\kappa}{q - i(\alpha + i\delta)} \quad (9)$$

در رابطه (۸) علامتی را باید انتخاب کرد که برای آن $|r| \leq 1$ بدست آید [۶].

۲-۲- پدیده SHB (Spatial Hole Burning)

در شرایط پایین آستانه و اعمال جریان یکنواخت، حامل‌های الکتریکی در طول لیزر توزیع یکنواخت دارند. اما در شرایط بالای آستانه که از باز ترکیب‌های القایی نمی‌توان چشم پوشی کرد، به دلیل ایجاد میدان نوری قوی و غیریکنواخت در داخل



شکل ۱ ساختار ساده لیزر DFB. a دامنه شیارهای توری، Λ دوره تناوب توری و r_1 و r_2 ضرایب بازتاب وجوه انتهایی کاواک است.

در معادلات (۱) و (۲)، $A(z)$ و $B(z)$ دامنه موج رفت و برگشت، α ضریب بهره دامنه، δ انحراف از شرایط براگ و κ ضریب جفت‌شدگی است که مقدار آن به محل قرار گرفتن شیارهای توری، اختلاف ضریب شکست دو ناحیه‌ای که شیارها در مرز بین آنها ایجاد می‌شود و نوع و شکل شیارها بستگی دارد. در یک لیزر با هدایت ضریب شکست (Index Guided) ضریب κ حقیقی و در لیزر هدایت بهره (Gain Guided) κ مختلط است. کمیت‌های α و δ با استفاده از شرایط مرزی ذیل در روی وجوه انتهایی کاواک بدست می‌آیند:

$$A(0) = r_1 B(0) \quad (3)$$

$$B(L) = r_2 A(L) \quad (4)$$

در روابط (۳) و (۴)، $A(0)$ ، $B(0)$ ، $A(L)$ ، $B(L)$ دامنه موج رفت و برگشت در ابتدا و انتهای لیزر بوده و r_1 و r_2 ضرایب بازتاب دو وجه هستند که بر حسب توان بازتاب و فاز آنها به صورت $r_1 = \sqrt{R_1} e^{i\phi_1}$ و $r_2 = \sqrt{R_2} e^{i\phi_2}$ نوشته می‌شوند.

در صورتیکه دامنه و دوره تناوب توری، که در شکل (۱) بترتیب با α و Λ نشان داده شده‌است، با z تغییر کنند، ضریب

معادلات (۱) و (۲) و معادله نرخ حامل‌های الکتریکی و با استفاده از روش ماتریسی صورت می‌گیرد. معادله نرخ حامل‌ها برای لیزر DFB تک مد به صورت زیر است [۲۳]:

$$\frac{dN(z,t)}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{N(z,t)}{\tau} - v_g a_n (N(z,t) - N_r) S(z,t) \quad (11)$$

در معادله (۱۱)، e بار الکترون، d ضخامت ناحیه فعال لیزر، J دانسیته جریان الکتریکی تزریقی، τ طول عمر حامل‌ها، N_r دانسیته حامل شفافیت، $N(z,t)$ و $S(z,t)$ به ترتیب دانسیته حامل‌ها و فوتون‌ها می‌باشند. در معادله مزبور سرعت گروه و a_n ضریب بهره دیفرانسیلی است. $S(z,t)$ متناسب با $I(z)$ است. در شرایط بالای آستانه، کمیت‌های α و δ به z بستگی پیدا می‌کنند و باید آنها را به شکل زیر در معادلات (۱) و (۲) قرار داد. [۲۳]:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_{eff} + \Gamma \Delta n_r) - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (12)$$

$$\Delta n_r = -\frac{\alpha_H \lambda_0 a_{in}}{4\pi} \Delta N \quad (13)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} [\Gamma a_n (N(z,t) - N_r) - \alpha_{in}] \quad (14)$$

در روابط (۱۲) تا (۱۴)، n_{eff} ضریب شکست موثر، Γ ضریب تحدید توان نوری در ناحیه فعال، Δn_r تغییر ضریب شکست در اثر حامل‌ها، λ_0 طول موج نوسان لیزر، α_H ضریب بهبود پهنای خط، ΔN تغییر دانسیته حامل نسبت به حالت آستانه و α_{in} ضریب اتلاف داخلی است. با حل همزمان معادلات (۱) و (۲) و معادله (۱۱) در شرایط پایدار $(\frac{dN(z,t)}{dt} = 0)$ و اعمال شرایط مرزی (۳) و (۴) تابع توزیع فوتون‌ها و حامل‌ها بدست می‌آیند.

تایید محاسبات، نتایج و صحت مدل بکار رفته در حالت خاص $r_1 = r_2 = 0$ و شرایط مشابه با نتایج مقاله‌های

لیزر، توزیع حامل‌ها غیر یکنواخت خواهد شد. به عبارت دیگر، بعلت شدت میدان نوری قوی در هر ناحیه، از چگالی حامل‌ها در آن ناحیه کاسته خواهد شد. این پدیده (Spatial SHB) Hole Burning نامیده می‌شود که در طول لیزرایجاد می‌شود. در لیزر DFB معمولی، اگر حاصلضرب ضریب جفت شدگی و طول لیزر (κL) کوچکتر از یک باشد پدیده SHB در دو انتهای لیزر ممکن است رخ دهد. اگر $\kappa L \approx 1$ توزیع حامل‌ها تقریباً یکنواخت بوده و SHB مشاهده نمی‌شود. چنانچه $\kappa L \gg 1$ ، پدیده SHB در وسط طول لیزر ظاهر خواهد شد. سه حالت مذکور به ترتیب حالت‌های زیرجفت‌شدگی، UC (Under Coupling)، بحرانی، (Critical) C، و فوق جفت‌شدگی، OC (Over Coupling)، نامیده می‌شود. مطالعه و بررسی پدیده SHB در لیزر DFB به بررسی توزیع شدت میدان نوری در طول کاواک لیزر مربوط می‌شود. میزان یکنواختی شدت میدان نوری با کمیت F که به آن "پارامتر یکنواختی" (Flatness) گفته می‌شود، بررسی می‌گردد. این کمیت به صورت زیر تعریف شده است [۱۷]:

$$F = \frac{1}{L} \int_0^L \left[\frac{I(z)}{I_{ave}} - 1 \right]^2 dz \quad (10)$$

در این رابطه $I(z) = |A(z)|^2 + |B(z)|^2$ و I_{av} مقدار متوسط $I(z)$ در امتداد طول لیزر می‌باشد. مسلم است هر چه F کوچکتر باشد، میدان نوری دارای توزیع یکنواخت‌تر و احتمال رخ دادن پدیده SHB کمتر است. برای عملکرد پایدار لیزر DFB و کاهش پدیده SHB در جریانهای بالا، بطور تجربی نشان داده شده که لازم است $F < 0.05$ باشد [۲۴ و ۲۵] و این مقدار به عنوان معیار یکنواختی شدت میدان در نظر گرفته می‌شود.

۲-۳- شرایط بالای آستانه و معادله نرخ

بررسی لیزر در شرایط بالای آستانه، با استفاده از حل همزمان

جدول ۱ مقدار کمیت‌هایی که در محاسبات این مقاله بکار رفته است.

$L = 400 \mu m$	طول کاواک
$d = 0.18 \mu m$	ضخامت لایه فعال
$w = 1 \mu m$	پهنای لایه فعال
$\lambda_0 = 1.55 \mu m$	طول موج لیزر
$n_g = 3.7$	ضریب شکست گروه
$\tau = 3 \times 10^{-9} s$	طول عمر حاملها
$a_n = 2.7 \times 10^{-16} cm^2$	ضریب دیفرانسیلی بهره
$N_r = 1. \times 10^{18} cm^{-3}$	چگالی حامل برای شرایط شفافیت
$\alpha_H = 5.4$	ضریب بهبود پهنای خط
$\alpha_{in} = 25 cm^{-1}$	ضریب اتلاف داخلی

برای ساختار بازتابنده در ناحیه UC کمتر و در ناحیه OC بیشتر از ساختار ضد بازتاب می‌باشد. نکته قابل توجه دیگر آنستکه برای $R_1 = R_2 \geq 0.3$ ناحیه UC حذف می‌شود. در حقیقت در ساختارهای بازتابنده قسمتی از جفت‌شدگی امواج رفت و برگشت توسط بازتاب وجوه صورت می‌گیرد یعنی اثر R_1 و R_2 را می‌توان معادل افزایش ضریب جفت‌شدگی دانست. پس با افزایش R_1 و R_2 جفت‌شدگی مؤثر بین امواج رفت و برگشت بیشتر شده و به همین دلیل F_{min} در $\kappa L < 1.25$ اتفاق می‌افتد و مقدار آن نیز کاهش می‌یابد.

رفتار منحنیهای شکل (۲)، به کمک شکل‌های (۳-الف) تا (۳-ج)، قابل توجیه می‌باشد. در شکل (۳-الف) منحنی تغییرات شدت میدان نوری در طول کاواک، $I(z)$ ، و در چهار حالت a ، b ، c و d برای نشان دادن جفت‌شدگی اضافی حاصل از R_1 و R_2 بین امواج رفت و برگشت رسم شده است. در دو حالت a و b ، $R_1 = R_2 = 0$ و κL به ترتیب برابر با ۰.۴ و ۱.۲۵ است. این دو منحنی تأثیر افزایش ضریب جفت‌شدگی نرمالیزه، κL ، را روی میدان نوری داخلی نشان می‌دهد. بطوریکه مشاهده می‌شود با افزایش κL از مقدار ۰.۴ (شرایط زیر جفت‌شدگی) به مقدار ۱.۲۵ (نقطه

[۲۶ و ۲۰ و ۱۷ و ۱۶] مقایسه و ارزیابی گردید که تطابق کامل دارد.

۳- محاسبات و تحلیل نتایج

ساختار مورد مطالعه در این مقاله لیزر DFB با انتقال فاز $\lambda/4$ (QWS-DFB) و با ضرایب بازتاب غیر صفر r_1 و r_2 است. مشخصات دیگر لیزر و مقدار پارامترهای استفاده شده در محاسبات در جدول (۱) درج گردیده است. همچنین بر اساس پارامترهای در نظر گرفته شده و شرایط آستانه مقدار ضریب تحدید نوری Γ و ضریب شکست مؤثر n_{eff} ، به ترتیب معادل ۳۵٪ و $3/3832$ بدست می‌آید.

در شکل (۲) تغییرات پارامتر یکنواختی، F ، بر حسب ضریب جفت شدگی نرمالیزه (κL)، برای لیزر QWS-DFB در دو ساختار ضد بازتاب ($R_1 = R_2 = 0$) و بازتابنده ($R_1, R_2 \neq 0$) نشان داده شده است. در ساختار بازتابنده، فاز روی وجوه، صفر در نظر گرفته شده (یعنی: $\phi_1 = \phi_2 = 0$). همانطور که شکل (۲) نشان می‌دهد منحنی F بر حسب κL برای ساختار ضد بازتاب از دو ناحیه تشکیل شده است. در ناحیه اول یا زیر جفت‌شدگی (UC) با افزایش κL ، F کاهش می‌یابد و در ناحیه دوم که فوق جفت‌شدگی (OC) نامیده می‌شود با افزایش κL ، F نیز افزایش می‌یابد و کمترین مقدار پارامتر یکنواختی، F_{min} ، در نقطه بحرانی بین دو ناحیه مزبور و برای $\kappa L = 1.25$ رخ می‌دهد. برای ساختار بازتابنده تا وقتی که $R_1 = R_2 < 0.3$ است، رفتار F شبیه ساختار ضد بازتاب است یعنی منحنی دارای دو ناحیه UC و OC است. قابل توجه است که در این ساختار F_{min} در $\kappa L < 1.25$ واقع می‌شود و مقدار آن نیز کاهش می‌یابد. بطوریکه برای $R_1 = R_2 = 0.2$ ، $F_{min} = 0.0013$ بدست می‌آید که در $\kappa L = 0.4$ رخ می‌دهد. این مقدار F_{min} بسیار کوچکتر از مقدار معیاری ۰.۰۵ است. همچنین مقدار F

حالت $\kappa L = 0.4$ با افزایش R_2 ابتدا F کاهش یافته و سپس به کندی افزایش می‌یابد که تا حدودی قابل مقایسه با رفتار تغییرات F در شکل (۲) است در حالیکه در حالت $\kappa L = 1.2$ تقریباً فقط افزایش F را داریم که علت آن واقع شدن در ناحیه OC است. همچنین برای $\kappa L \geq 2$ حساسیت کمیت F نسبت به تغییرات R_1 و R_2 ناچیز است. علت این امر آنست که با افزایش κL جفت‌شدگی بین امواج رفت و برگشت در ناحیه وسط لیزر خیلی شدید بوده در نتیجه جفت‌شدگی حاصل از وجوه تقریباً اثر ناچیزی روی میدان نوری می‌گذارد.

اثرات فاز وجوه انتهایی کاواک لیزر روی پارامتر F در حالت‌های مختلف در شکل‌های (۵) تا (۷) نشان داده شده است. به علت برش قطعه و کامل نبودن آخرین تناوب توری در محل برش ϕ_1 و ϕ_2 مقادیر احتمالی بین π و $-\pi$ خواهد داشت. چون تعیین و کنترل ϕ_1 و ϕ_2 در عمل به سهولت امکانپذیر نیست، بنابراین با استفاده از منحنیهای مذکور، باید شرایط به نحوی انتخاب گردد که اندازه پارامتر F برای تمام مقادیر ϕ_1 و ϕ_2 کوچکتر از مقدار معیاری 0.05 باشد. در شکل (۵)، تغییرات F بر حسب $(\phi_1 = \phi_2)$ در مقادیر مختلف $R_1 = R_2$ و برای دو حالت $\kappa L = 0.4$ و $\kappa L = 2$ نشان داده شده است. همانطوریکه این شکل نشان می‌دهد، برای $\kappa L = 0.4$ مقدار F برای تمام مقادیر $(\phi_1 = \phi_2)$ تقریباً کوچکتر از 0.05 است.

در شکل (۶)، ϕ_1 به عنوان پارامتر در نظر گرفته شده و تغییرات F بر حسب تغییرات ϕ_2 برای چند مقدار مختلف κL و $R_1 = R_2$ بررسی شده است. هر چند تغییرات نسبی F برای $\kappa L = 2$ نسبت به $\kappa L = 0.4$ خیلی کمتر است، ولی مقدار F در این حالت ($\kappa L = 2$) همواره بیشتر از 0.05 است.

در شکل (۷) منحنی تغییرات F بر حسب ϕ_2 در حالیکه

بحرانی، شدت میدان نوری داخلی، $I(z)$ ، توزیع یکنواخت‌تری پیدا کرده و به همین دلیل پارامتر یکنواختی کاهش می‌یابد. در حالت c ، $R_1 = R_2 = 0.2$ و $\kappa L = 0.4$ است و همانطوریکه مشاهده می‌شود در این حالت به خاطر جفت‌شدگی اضافی حاصل از R_1 و R_2 ، $I(z)$ نسبت به حالت b باز هم یکنواخت‌تر شده است. در حالت d ، $R_1 = R_2 = 0.2$ و $\kappa L = 1.25$ است. در این حالت اثر جفت‌شدگی اضافی حاصل از بازتاب وجوه باعث شده که قله منحنی در وسط افزایش یافته و در نتیجه F افزایش یابد. مقایسه دو حالت b و d تأثیر جفت‌شدگی اضافی حاصل از R_1 و R_2 در ساختار بازتابنده و شروع ناحیه OC در $\kappa L < 1.25$ را نشان می‌دهد.

در شکل (۳-ب) منحنی تغییرات شدت میدان نوری (خط پر)، موج رفت (خط چین) و موج برگشت (نقطه چین) برای مقایسه دو حالت ضد بازتاب ($R_1 = R_2 = 0$ ، $\kappa L = 0.4$) و بازتابنده ($R_1 = R_2 = 0.5$ ، $\kappa L = 0.4$) رسم شده است. همانطور که این شکل نشان می‌دهد بازتاب روی وجوه لیزر باعث شده که شدت میدان، $I(z) = |A(z)|^2 + |B(z)|^2$ ، موج رفت، $|A(z)|^2$ ، و موج برگشت، $|B(z)|^2$ ، در طول لیزر توزیع یکنواخت‌تری نسبت به ساختار ضد بازتاب داشته و در نتیجه F کاهش یابد. در شکل (۳-ج) منحنی تغییرات شدت میدان نوری بر حسب z برای سه مقدار مختلف $R_1 (= R_2)$ و $\kappa L = 0.4$ رسم شده است. این شکل نشان می‌دهد که با افزایش R_1 و R_2 شدت میدان نوری در قسمت وسط لیزر افزایش یافته و سبب افزایش F و حذف ناحیه UC در منحنی تغییرات F بر حسب κL می‌گردد.

شکل (۴) نمودار تغییرات F را بر حسب R_2 در شرایطی که $R_1 \neq R_2$ و $\phi_1 = \phi_2 = 0$ است نشان می‌دهد. در این شکل κL و R_2 به عنوان پارامتر در نظر گرفته شده‌اند. قابل توجه است که رفتار F در دو حالت $\kappa L = 0.4$ و $\kappa L = 1.2$ ، باهم متفاوت است، بطوریکه در

بتوان با تغییر ضریب جفت‌شدگی در طول کاواک لیزر مدل مناسبی معرفی نمود که علاوه بر حساسیت کمتر به ϕ_1 و ϕ_2 ، پایداری قابل قبولی در مقابل پدیده SHB نیز داشته باشد.

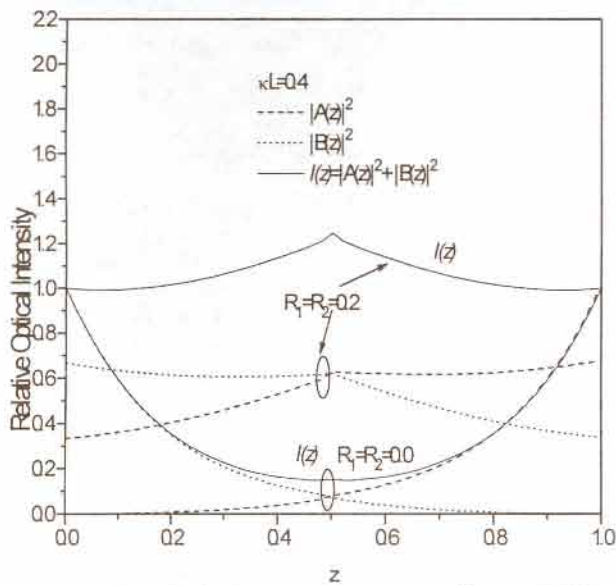
۴- نتیجه‌گیری

اثرات بازتاب و فاز در دو وجه کاواک لیزر QWS-DFB روی توزیع شدت میدان نوری، چگالی فوتون و حامل‌های الکتریکی در طول کاواک بررسی و مطالعه شده است. محاسبات با استفاده از روش ماتریس انتقال و معادلات موج جفت شده انجام گرفته است. این بررسی نشان می‌دهد که موج بازتابی از وجوه انتهایی لیزر QWS-DFB در ناحیه زیرجفت‌شدگی و $\kappa L < 1.25$ ، سبب یکنواخت‌شدن میدان نوری و کاهش کمیت F نسبت به حالتی که بازتاب وجوه صفر است می‌شود و نقش R_1 و R_2 در این حالت معادل جفت‌شدگی اضافی‌ای است که روی امواج رفت و برگشت ایجاد می‌گردد. بطور مثال هنگامیکه $(R_1 = R_2 = 0.2, \kappa L = 0.4)$ است، $F_{\min} = 0.0013$ بدست می‌آید. در شرایط فوق جفت‌شدگی و $\kappa L > 1.25$ اثر R_1 و R_2 بازهم معادل جفت‌شدگی اضافی است که باعث افزایش F می‌شود. همچنین مشاهده می‌شود برای κL های کوچک، F حساسیت زیادی به R_1 و R_2 و فازهای ϕ_1 و ϕ_2 دارند در حالیکه برای κL های بزرگ این حساسیت کمتر می‌باشد اما باید توجه داشت که در این حالت برای پارامتر یکنواختی، F ، مقادیر بزرگی بدست می‌آید. از آنجاییکه هنگام ساختن لیزر QWS-DFB فاز توری در دو انتهای کاواک قابل کنترل و تنظیم نیست و می‌تواند مشکلاتی در پایداری لیزر ایجاد نماید امادر طراحی لیزر QWS-DFB با وجوه بازتابنده می‌توان با انتخاب مقادیر مناسبی برای R_1 و R_2 و κL احتمال وقوع پدیده SHB را کاهش داد.

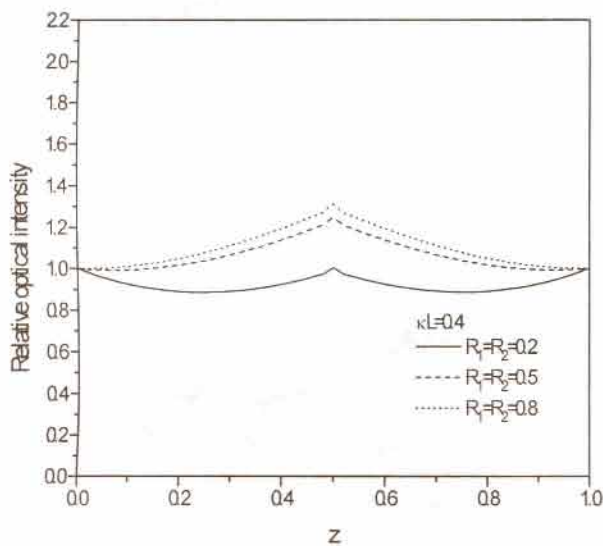
توان بازتاب دووجه با یکدیگر مساوی نیستند رسم شده است. از شکل‌های ۵ و ۷ نتیجه می‌شود که پارامتر F نسبت به ϕ_1 ، ϕ_2 ، κL ، R_1 و R_2 بسیار حساس است ولی باتوجه به اتفاقی بودن مقادیر ϕ_1 و ϕ_2 در عمل، نقش κL ، R_1 و R_2 بسیار مهم است. بطوریکه برای κL های بزرگ مقدار F بیشتر از مقدار معیاری 0.05 می‌شود و برای κL های کمتر، با انتخاب مقدار مناسبی برای R_1 و R_2 ، می‌توان حساسیت F را به ϕ_1 و ϕ_2 کمتر و مقدار آن را به پایین‌تر از مقدار 0.05 رساند.

علاوه بر بررسی شدت میدان نوری درون کاواک لیزر در شرایط آستانه، منحنی توزیع چگالی فوتون و حامل‌های الکتریکی نیز در شرایط بالاتر از آستانه ($J = 1.5 J_{th}$) بررسی شده که نتایج آن بترتیب در شکل‌های (۸) و (۹) نشان داده شده است. همانطوریکه این دو شکل نشان می‌دهند در ساختار $(R_1 = R_2 = 0.2, \kappa L = 0.4)$ ، چگالی فوتونها و حامل‌ها توزیع یکنواختی نسبت به ساختار $(R_1 = R_2 = 0, \kappa L = 0.4)$ دارند. همچنین در شرایط فوق جفت‌شدگی، $\kappa L = 2$ ، با افزایش R_1 و R_2 قله منحنی در شکل (۸) و فرو رفتگی منحنی در شکل (۹) بیشتر می‌شود که مطابق با نتایج حاصل از منحنیهای شکل (۲) است.

بطور کلی تاثیر امواج بازتابی از وجوه جلو و عقب لیزر روی توزیع شدت میدان نوری معادل افزایش ضریب جفت‌شدگی است بطوریکه این افزایش در ناحیه زیرجفت‌شدگی، $\kappa L < 1.25$ ، سبب یکنواخت‌شدن میدان نوری و کاهش پارامتر F می‌شود. از این رو می‌توان در ناحیه مزبور از R_1 و R_2 برای بهبود وضعیت لیزر و افزایش پایداری آن در مقابل پدیده SHB استفاده کرد. از طرفی در لیزرهای QWS-DFB با وجوه بازتابنده، چون تعیین و کنترل ϕ_1 و ϕ_2 در عمل بسهولت امکانپذیر نیست بنابراین بازتاب وجوه مشکلاتی را در پایداری لیزر ایجاد می‌کنند. اما با توجه به نقش R_1 و R_2 در تغییر جفت‌شدگی مؤثر، به نظر میرسد



شکل ۳-ب مقایسه توزیع شدت موج رفت (خط چین)، موج برگشت (نقطه چین) و میدان نوری کل $I(z)$ (خط پر)، در طول کاواک برای دو حالت: $(R_1=R_2=0.0, \kappa L=0.4)$ و $(R_1=R_2=0.5, \kappa L=0.4)$

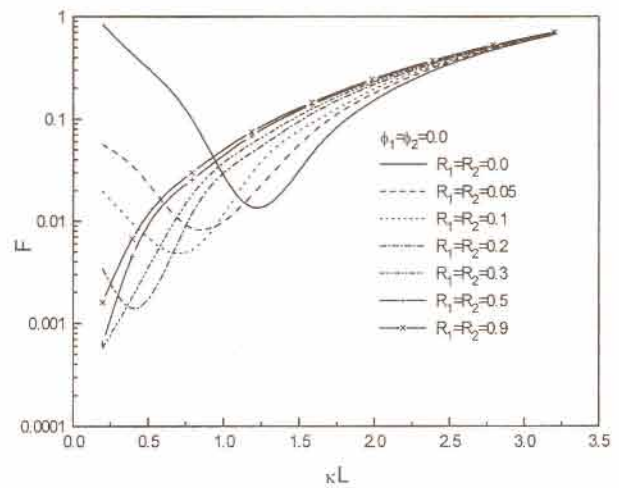


شکل ۳-ج مقایسه توزیع شدت میدان نوری، $I(z)$ ، در طول کاواک برای سه حالت:

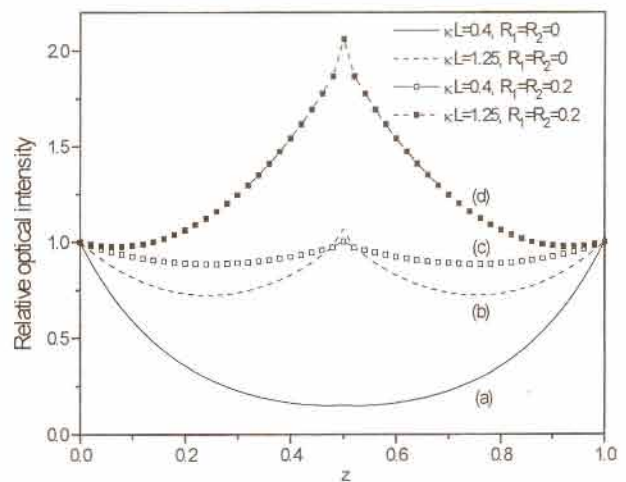
$$(R_1 = R_2 = 0.2, \kappa L = 0.4)$$

$$(R_1 = R_2 = 0.5, \kappa L = 0.4)$$

$$(R_1 = R_2 = 0.8, \kappa L = 0.4)$$



شکل ۲ منحنی تغییرات پارامتر یکنواختی، F ، بر حسب ضریب جفت شدگی نرمالیزه، κL ، برای مقادیر مختلف $R_1 (= R_2)$. فاز توری در روی وجوه صفر فرض شده است.



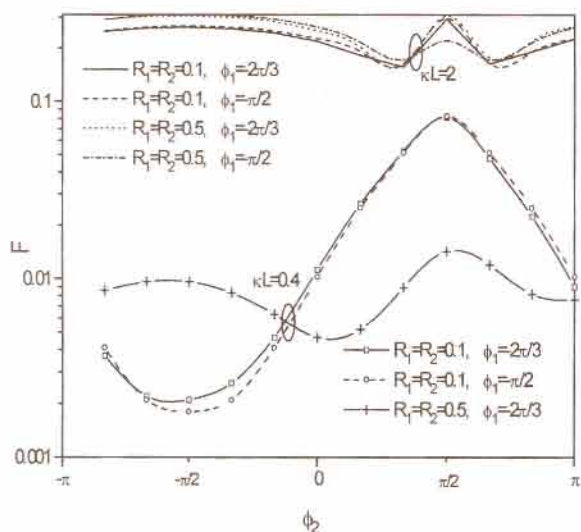
شکل ۳-الف مقایسه شدت میدان نوری، $I(z)$ ، در طول کاواک برای چهار حالت:

$$a: (R_1 = R_2 = 0.0, \kappa L = 0.4)$$

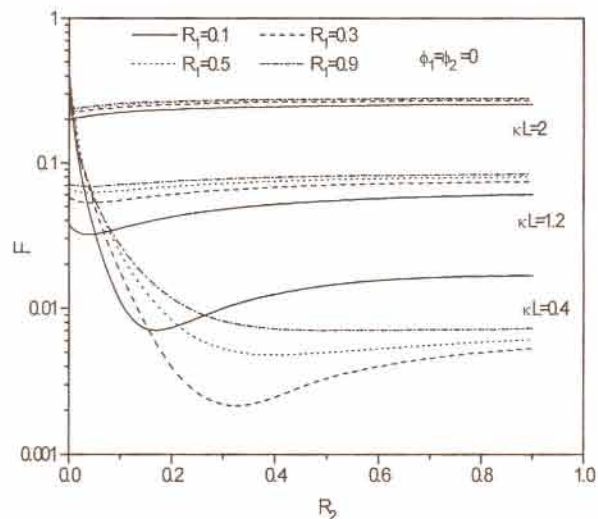
$$b: (R_1 = R_2 = 0, \kappa L = 1.25)$$

$$c: (R_1 = R_2 = 0.2, \kappa L = 0.4)$$

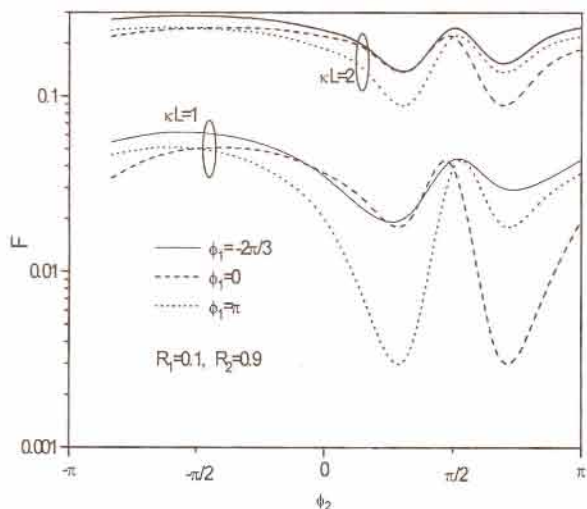
$$d: (R_1 = R_2 = 0.2, \kappa L = 1.25)$$



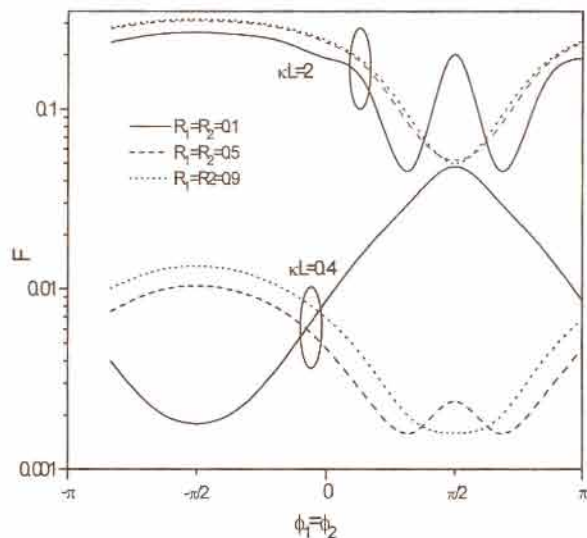
شکل ۶ منحنی تغییرات پارامتر یکنواختی F بر حسب فاز توری در وجه راست (ϕ_2) لیزر در حالیکه ϕ_1 ثابت فرض شده و $R_1 = R_2$ است.



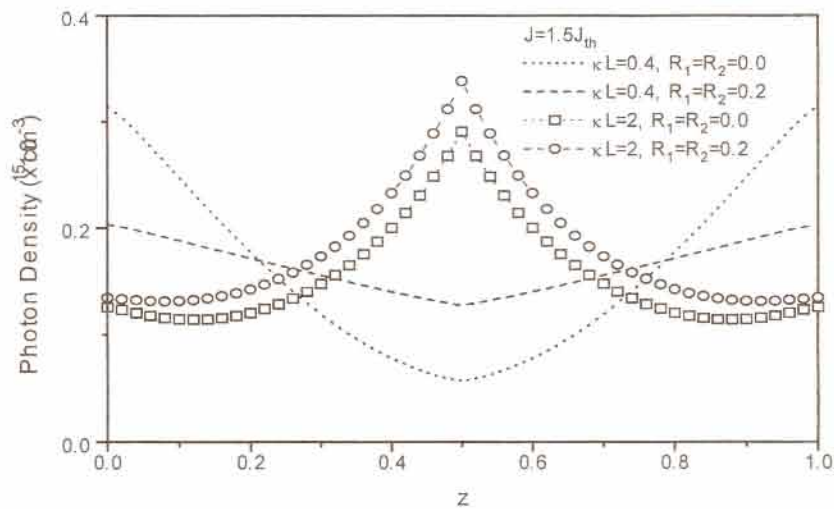
شکل ۴ منحنی تغییرات پارامتر یکنواختی F بر حسب مقادیر مختلف R_2 در حالتیکه ضریب جفت‌شدگی نرمالیزه κL و R_1 ثابتند. $\phi_1 = \phi_2 = 0$ فرض شده است.



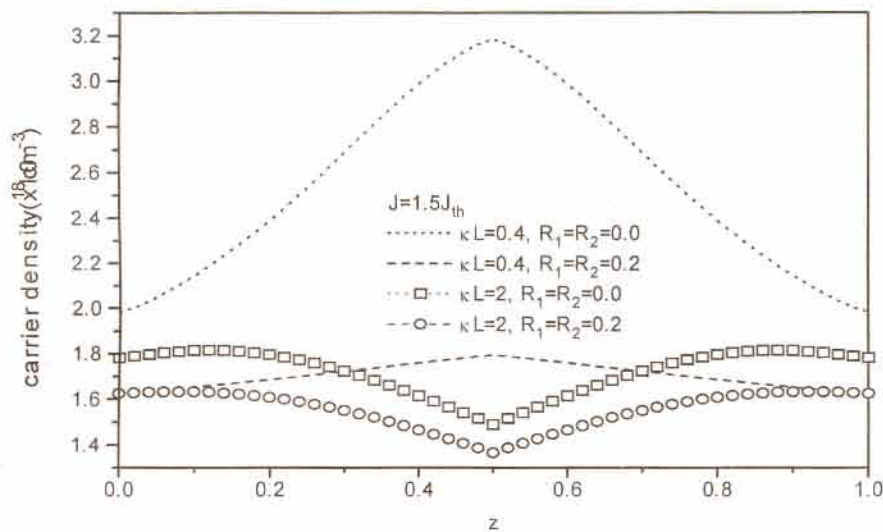
شکل ۷ منحنی تغییرات پارامتر یکنواختی F بر حسب فاز توری در وجه راست (ϕ_2) لیزر در حالیکه ϕ_1 ثابت فرض شده و $R_1 \neq R_2$.



شکل ۵ منحنی تغییرات پارامتر یکنواختی F بر حسب $\phi_1 (= \phi_2)$ برای مقادیر مختلف ضریب جفت‌شدگی، با فرض اینکه $R_1 = R_2$ است.



شکل ۸ مقایسه تابع توزیع دانسیته فوتونها در دو ساختار $R_1 = R_2 = 0$ و $R_1 = R_2 = 0.2$ و برای حالت‌های مختلف $\kappa L = 2$ و $\kappa L = 0.4$.



شکل ۹ منحنی توزیع طولی دانسیته حامل‌های الکتریکی برای دو ساختار $R_1 = R_2 = 0$ و $R_1 = R_2 = 0.2$ و برای حالت‌های مختلف $\kappa L = 2$ و $\kappa L = 0.4$.

۵- مراجع

- [1] Kogelnik H. and Shank C. V., "Coupled-wave theory of distributed feedback laser," *J. Appl. Phys.*, vol. 43, 1972, pp. 2327-2335.
- [2] Utaka K., Akiba S., Sakai K., and Matsushima Y., " $\lambda/4$ -shifted InGaAsP/InP DFB lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 22, 1986 pp. 1041-1051.
- [3] Streifer W., Scifres D. R., and Burham R. D., "Effect of external reflectors on longitudinal modes of distributed feedback lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 11, 1975, pp. 154-161.
- [4] Fang W., Hsu A., Chaung S. L., Tanbun-Ek T., and Sergeant A. M., "Measurement and modeling of distributed feedback laser with spatial hole burning," *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.* vol. 3, 1997, pp. 547-554.
- [5] Fernandes C. F., "Hole-burning corrections in the stationary analysis of DFB laser diodes," *Materials. Sci. & Engineering B* 74, 2000, pp. 75-79.
- [6] Agrawal G. P. and Bobeck A. H., "Modelling of distributed feedback semiconductor lasers with axially-varying parameters," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, 1988, pp. 2407-2414.
- [7] Ghafouri-Shiraz H. and Lo B. S. K., "Distributed feedback laser," John Wiley & Sons. 1996.
- [8] Zhou P. and Lee G. S., "Chirped grating, $\lambda/4$ -shifted DFB laser with uniform longitudinal field distribution," *Electron. Lett.* vol. 26, 1990, pp. 1660-1661.
- [9] Hillmer H., Magari K. and Suzuki Y., "Chirped gratings for DFB laser diodes, using bent waveguides," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, 1993, pp. 10-12.
- [10] Boucher Y., Dellae O., Le Bihan J., "Quasi periodic complex-coupled distributed feedback structures with an exponential-like gradient of coupling," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, 1998, pp. 2137-2145.
- [11] Fessant T., "Gaussian-Like tapered grating quarter wave-shifted DFB semiconductor lasers for high-power single-mode operation," *Appl. Phys. B, Lasers and Optics*, vol. 67, 1998 pp. 769-772.
- [12] Kinoshita J., Ohatsuka K., Agatsuma H., Tanaka A., Matsuyama T., Makuta A., and Kobayashi H., "Performance of $1.5 \mu\text{m}$ DFB lasers with narrow stripe region," *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 27, 1991, pp. 1759-1765.
- [13] Wang J. W. and Cada M., "Analysis and optimum design of distributed feedback laser using coupled-power theory," *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 36, 2000, pp. 52-58.
- [14] Fessant T., "Multisection distributed feedback lasers with a phase-adjustment region and nonuniform coupling coefficient for high immunity against spatial hole burning," *Optics Communications*, vol. 148, 1998, pp. 171-179.
- [15] Morthier G., David K., Vankwikelberge P., Baets R., "A New DFB-Lasers diode with reduced spatial hole burning," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol. 2, 1990, pp. 388-390.
- [16] Fessant T. and Doyelle X., "Enhanced single-mode operation in multisection DFB lasers with both localized and distributed phase-shift," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 10, 1998, pp. 33-35.
- [17] Soda H., Kotaki Y., Sudo H., Ishikawa H., Yamakoshi S., and Imai H., "Stability in longitudinal mode operation in GaInAsP/InP phase-adjusted DFB lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, 1987, pp. 804-814.
- [18] Hsu A., Chaung S. L., Fang W., Adams L., Nykolak G., and Tanbun-Ek T., "A wavelength-tunable curved waveguide DFB laser with an integrated modulator," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, 1999, pp. 961-969.
- [19] Chinn S. R., "Effects of mirror reflectivity in a distributed feedback laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 9, 1973, pp. 574-580.
- [20] Utaka K., Akiba S., Sakai K., and Matsushima Y., "Effect of mirror facets on lasing characteristics of distributed feedback InGaAsP/InP laser diodes at $1.5 \mu\text{m}$ range," *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 20, 1983, pp. 236-245.
- [21] Hillmer H., Hansmann S., Burkhard H., Walter H., Krost A., and Bimberge D., "Study of wavelength shift in InGaAs/InAlGaAs QW DFB lasers based on laser parameters from a comparison of experiment and theory," *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 30, 1983, pp. 2251-2261.
- [22] Morrison G. B., Cassidy D. T., and Bruce D. M., "Facet phase and sub-threshold spectra of DFB lasers: Spectral extraction, features, explanations, and verification," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, 2001, pp. 762-769.

- [23] Yu S. F., "Doubled-tapered-waveguide distributed feedback lasers for high-power single-mode operation", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.33, 1997, pp. 71-80.
- [24] Yu B. M. and Liu J. M., "Gain margin analysis of distributed feedback lasers for both transverse electric and magnetic modes", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, 1992, pp. 822-832.
- [25] Ketelsen L. J. P., Hoshino I., and Ackerman D. A. "Experimental and theoretical evaluation of the CW suppression of TE side modes in conventional $1.55\mu\text{m}$ InP-InGaAsP distributed feedback lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, 1991, pp. 965-975.
- [26] Correc P., "Stability of phase-shifted DFB lasers against hole burning," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, 1994, pp. 2467-2476.