

تحلیل طیفی رفتار بازتابنده مزدوج فازی برای تقویت کننده اپتیکی دو عبوری

محمد جابری^{۱،۲}، امیرحسین فرهد^۱ و حمید رحیم پور سلیمانی^۲

۱. پژوهشکده لیزر و اپتیک، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران

۲. گروه فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت

پست الکترونیکی: afarahbod@aeoi.org.ir

(دریافت مقاله: ۹۲/۱۲/۱۱؛ دریافت نسخه نهایی: ۹۳/۷/۱)

چکیده

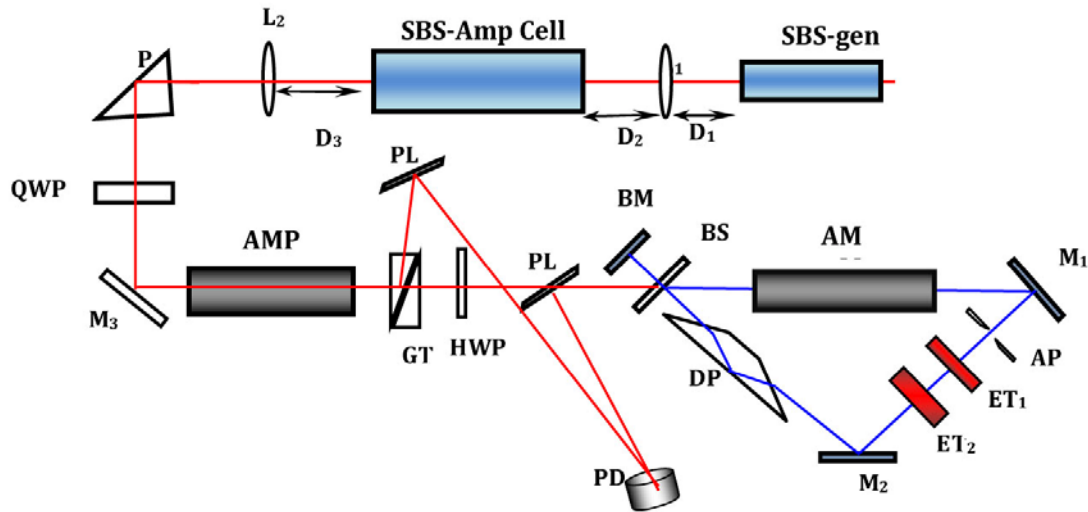
در این مقاله رفتار بازتابنده دو سلولی مزدوج فازی برای تقویت کننده دو عبوری Nd:YAG مورد بررسی و تحلیل تجربی و نظری قرار گرفته است. برای این منظور شدت میدان اپتیکی ورودی به تقویت کننده برای سه حالت تک، دو و بیش از دو مد طولی برای نوسانگر لیزر، مورد ارزیابی قرار گرفت. مدل نظری بر پایه حل همزمان معادلات مدل دو بعدی شدت و دامنه موج اکوستیکی برای آینه دو سلولی مزدوج فازی (مولد-تقویت کننده)، به همراه معادلات نرخ برای شدت و تفاوت انبوهی برای تقویت کننده اپتیکی لیزر با در نظر گرفتن شرایط مرزی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج محاسبات نشان می‌دهند که آینه مزدوج فازی در مقایسه با آینه ساده تمام بازتابان، رفتار طیفی کاملاً متفاوتی از خود نشان می‌دهد که منجر به پالایش قابل ملاحظه طیفی موج استوکس بازگشتی از پراکندگی القایی بریلوئن می‌گردد و میدان تقویت شده تا حد زیادی عاری از زنبش‌های مدی است.

واژه‌های کلیدی: مزدوج فازی، تقویت کننده اپتیکی، معادلات نرخ، آینه دو سلولی مزدوج فازی

۱. مقدمه

در حالی که شدت باریکه دمش در سلول تقویت کننده کمتر از آستانه پراکندگی است و پراکندگی در سلول مولد آغاز می‌شود، کیفیت و تکرارپذیری به مراتب بهتری در مقایسه با آرایش تک سلولی بدست می‌آید [۶-۸]. از سوی دیگر وجود آستانه پراکندگی سبب می‌شود تا شدت میدان پراکنده شده ساختار طیفی متفاوتی در مقایسه با شدت میدان دمش از خود نشان دهد. ویژگی اخیر برای دمش با باریکه حاوی چند مد طولی نوسانی حائز اهمیت است، زیرا سبب پالایش نیم‌رخ

استفاده از میدان اپتیکی پراکنده شده به طریق پراکندگی القایی بریلوئن به دلیل بروز ویژگی‌های برجسته میدان مزدوج بازتابی برای اصلاح ابیراهی‌های نوری در دستگاه‌های لیزری پرتوان و همچنین فشردن و کوتاه نمودن زمانی تب بسیار مورد توجه است [۱-۵]. بدین منظور غالباً تقویت کننده دو عبوری با یک یا دو سلول بریلوئن به کار می‌رود [۳-۵]. در آرایش دو سلولی به دلیل افزایش طول برهم‌کنش باریکه دمش با محیط بریلوئن،



شکل ۱. آرایش تجربی برای مطالعه رفتار طیفی تقویت کننده دو عبوری با آینه دو سلولی مزدوج فازی. M: آینه‌های تمام بازتابان در زاویه ۴۵ درجه نسبت به نور فرودی، BM: آینه تمام بازتابان در زاویه صفر درجه، برای تک‌جهت کردن تشدیدگر، BS: آینه شکافنده باریکه با ضریب بازتاب ۵۰٪، AP: روزنه به قطر ۲٫۵ mm، ET_۱ اتالن با ضخامت ۶ mm و ضریب بازتاب R=۰/۳۶ و ET_۲ اتالن با ضخامت ۱۵ mm و ضریب بازتاب R = ۰٫۶۵، DP: منشور داو، AM: محیط فعال Nd:YAG، PL: تیغه شیشه‌ای نمونه‌بردار PD: فوتو دایود، HWP: تیغه ربع موج، GT: قطبی کننده گلن تامسون، AMP: محیط فعال تقویت کننده، QWP: تیغه ربع موج، P: منشور با لایه ضد بازتاب در طول موج ۱۰۶۴ nm، L_۲: عدسی با فاصله کانونی ۱۰۰ cm، SBS_Amp: سلول تقویت کننده، SBS_gen: سلول مولد و L_۱: عدسی با فاصله کانونی ۴۰۰ mm.

شدت میدان پراکنده و تقویت شده استوکس می‌شود. در این مقاله ابتدا آرایش تجربی به کار رفته برای مطالعه رفتار طیفی میدان پراکنده شده استوکس معرفی می‌شود، سپس در بخش ۳ معادلات لازم برای تحلیل ریاضی مسئله و حل عددی آنها مورد اشاره قرار می‌گیرد. نتایج حاصل از محاسبه و مشاهدات تجربی و بحث در خصوص نتایج بدست آمده در بخش ۴ ارایه شده است. در انتها، نتایج حاصل از پژوهش حاضر و سایر دیدگاه‌های مرتبط بیان خواهد شد.

۲. آرایش تجربی

برای مطالعه رفتار طیفی بازتابنده مزدوج فازی، آرایش تجربی متشکل از یک نوسانگر حلقوی ناهم‌سطح [۹-۱۲] و تقویت کننده دو عبوری با محیط فعال Nd:YAG مورد استفاده قرار گرفت (شکل ۱). تنظیم تعداد مدهای طولی نوسانگر به کمک دو سنجه فابری-پرو ET_۱ و ET_۲ به ترتیب با ضخامت‌های ۶ و ۱۵ میلیمتر و ضریب بازتابندگی ۳۶ و ۶۵ درصد برای دو سطح

سنجه صورت می‌گیرد. نوسانگر حلقوی در مقایسه با تشدیدگر خطی با طول اپتیکی معادل (L_{opt})، به دلیل عدم تشکیل امواج ایستا درون تشدیدگر و فاصله فرکانسی دو برابری میان دو مد طولی مجاور ($\Delta v_{ring} = \frac{c}{L_{opt}}$) در مقایسه با تشدیدگر خطی هم‌طول ($\Delta v_{ring} = 2\Delta v_{linear}$)، از قابلیت بسیار بهتری برای تولید نوسان لیزر با پهنای طیفی باریک برخوردار است [۹]. برای نوسانگر به کار رفته در این تجربه $L_{opt} \cong 125 \text{ cm}$ و $\Delta v_{ring} = 240 \text{ MHz}$ است. با تنظیم صحیح زاویه تابش سنجه‌ها نسبت به محور نوری نوسانگر و یا حذف سنجه‌ها از درون نوسانگر می‌توان تعداد مدهای طولی نوسانگر را از یک تا بیش از پنج مد طولی تنظیم کرد.

منشور داو (DP) سبب ناهم‌سطح شدن نوسانگر، پایداری و کاهش شدید حساسیت انرژی نوسانگر نسبت به نامیزانی آینه‌ها می‌شود [۱۲]. همچنین این منشور به دلیل زاویه برش ویژه دو سطح آن ($\theta = 90 - \theta_B$) که θ_B زاویه بروستر برای

جدول ۱. برخی از ویژگی‌های فیزیکی استن برای پراکندگی القایی بریلوئن.

نوع ماده	طول موج لیزر	ضریب شکست	چگالی	بهره	طول عمر	پهنای طیفی	فرکانس
استن	λ (nm)	n	ρ_0 (g/cm ³)	g_B (cm/GW)	τ_B (ns)	$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma_B}{2\pi}$ (MHz)	ν_B (GHz)
	۱۰۶۴	۱٫۳۶	۰٫۷۹۰	۲۰	۲	۷۹٫۶	۲٫۶۷

پراکنده و تقویت شده استوکس پس از عبور مجدد از QWP و چرخش ۹۰ درجه‌ای صفحه قطبش میدان نسبت به میدان ورودی به AMP از قطبی کننده GT بازتابیده و به بیرون هدایت می‌شود. سلول‌های مولد SBS-gen و تقویت کننده SBS-Amp مؤلفه‌های پراکنده شده بریلوئن، حاوی استن با درجه خلوص ۹۹٫۵ درصد هستند. ویژگی‌های فیزیکی مورد نظر برای استن در جدول ۱ آمده است [۱۸].

برای جلوگیری از تداخل میان موج دمش و موج استوکس بازگشتی و ایجاد مشدهای ثانویه بایستی طول همدوسی از طول آینه مزدوج کوچکتر باشد. در آرایش تجربی انجام گرفته مجموع طول دو سلول و فاصله میان سلول‌ها برابر با

$$D_3 + L_{SBS-Amp} + D_2 + D_1 + L_{SBS-Gen} > 100 \text{ cm},$$

می‌باشد. زمان همدوسی برای یک باریکه گاوسی با فاصله فرکانسی بین دو مد طولی ۲۴۰ MHz برابر با ۱٫۶ ns می‌باشد [۱۳]:

$$\Delta\nu\Delta t \approx 0.4 \rightarrow \Delta t \approx \frac{0.4}{240 \times 10^6} = 1.6 \times 10^{-9} \text{ s} = 1.6 \text{ ns}$$

و طول همدوسی برای تشدیدگری به طول L و برای دو مد نوسانی طولی، $N=2$ ، برابر است با $l_c = \frac{2L}{N} = \frac{125}{2} = 62.5 \text{ cm}$ [۱۳]. بنابراین طول همدوسی در حد ۶۰ cm و نزدیک به طول

برهم $\frac{c\tau_B}{n} \approx 40 \text{ cm}$ است که هر دو کوچکتر از طول سلول SBS مورد آزمایش هستند. البته در هندسه کانونی برهم‌کنش طول برهم‌کنش را معادل با $z_0 = \pi w_0^2 n / \lambda$ در نظر می‌گیرند [۱۴]. و از آنجا که پهنای طیفی موج دمش $\Delta\nu_p$ بزرگتر از پهنای خط بریلوئن Γ_B می‌باشد لذا با رژیم گذرا در فرایند SBS سرو کار داریم [۱۵].

منشور است، سبب قطبیده شدن میدان خروجی نوسانگر و عملاً منجر به حذف تلفات اپتیکی ناشی از بازتابش در سطوح منشور می‌شود. انجام عمل سویچ Q نیز به دلیل وجود مراکز رنگی توسط منشور داو انجام می‌گیرد. کنترل میدان عرضی و نوسان بر روی مد پایه به وسیله روزنه (AP) به قطر ۲٫۵ میلیمتر صورت می‌گیرد. BM آینه بازخور، M_1 و M_2 آینه‌های تمام بازتابان هستند. بازتابندگی شکافنده باریکه (BS) ۵۰ درصد است. مقدار واگرایی اندازه‌گیری شده برای باریکه خروجی نوسانگر ۰٫۴۳ میلی رادیان است که از آن برای محاسبه اندازه لکه و شعاع انحنای موج در راستای انتشار باریکه گاوسی لیزر تا هنگام ورود باریکه دمش به عدسی L_2 استفاده شده است.

در تمام اندازه‌گیری‌ها انرژی دمش نوسانگر ثابت و برابر با ۲۸ ژول، نیم‌پهنای زمانی بیشینه تپ دمش ۳۰ ns است درحالی که پهنای تپ از ابتدا تا انتهای آن حدود ۹۰ ns می‌باشد و پهنای طیفی باریکه لیزری در حالت چند مدی $\Delta\nu = 750 \text{ MHz}$ است [۱۰]. یک تیغه نیم موج (HWP) برای چرخش صفحه قطبش میدان خروجی نوسانگر و همسو کردن آن با محور خروجی قطبی کننده گلن-تامسون (GT) (با قطبش s) به کار گرفته شده است، در این حالت انرژی ورودی به محیط تقویت کننده (AMP)، 11 ± 0.5 میلی ژول است.

باریکه ورودی به AMP پس از بازتابش از آینه M_3 و عبور از تیغه ربع موج (QWP) و منشور P وارد آینه مزدوج فازی دو سلولی متشکل از عدسی L_4 با فاصله کانونی ۱۰۰ cm، سلول تقویت کننده به طول ۴۳ cm، عدسی L_1 با فاصله کانونی ۴۰۰ mm و سلول مولد به طول ۳۱۵ mm می‌شود و موج

مطابق با اندازه‌گیری‌های تجربی است. شاخص i در معادله (۱) مقادیر ۱ و ۲ را اختیار می‌کند و به اولین و دومین عبور از تقویت کننده اشاره دارد

$$\frac{\partial I_{pj}(z,t)}{\partial z} + \left(\frac{n}{c}\right) \frac{\partial I_{pj}(z,t)}{\partial t} = -S_j \sqrt{I_{sj} I_{pj}} - \frac{I_{pj}}{A_{pj}(z)} \frac{\partial A_{pj}(z)}{\partial z},$$

$$\frac{\partial I_{sj}(z,t)}{\partial z} - \left(\frac{n}{c}\right) \frac{\partial I_{sj}(z,t)}{\partial t} = -S_j \sqrt{I_{sj} I_{pj}} - \frac{I_{sj}}{A_{sj}(z)} \frac{\partial A_{sj}(z)}{\partial z},$$

$$j = (a, g),$$

$$\frac{\partial S_j(z,t)}{\partial t} = \frac{1}{\tau_B} \left[g_B \sqrt{I_{sj} I_{pj}} - (S_j(z,t) - S_o) \right]. \quad (2)$$

مقادیر $g_B = 20 \text{ cm/GW}$ و $\tau_B = 2 \text{ ns}$ نیز به ترتیب بهره بریلون و طول عمر موج اکوستیکی برای محیط استن است. در تمام محاسبات، S_o یا دامنه اولیه میدان اکوستیکی 10^{-8} cm اختیار شده است.

$$I_{pg}(e, t) = T \left(\frac{w_{pa}(L_a)}{w_{pg}(e)} \right)^2 I_{pa}(L_a, t - \tau), \quad (3)$$

$$I_{sa}(L_a, t) = T \left(\frac{w_{pg}(e)}{w_{pa}(L_a)} \right)^2 I_{sg}(e, t - \tau).$$

در رابطه (۳) مقدار $\tau = (D_1 + D_2) / c$ زمان لازم برای طی فاصله $D_1 + D_2$ توسط باریکه دمش و پراکنده شده استوکس است. L_a طول سلول تقویت کننده بریلون، $w_{pa}(L_a)$ و $w_{pg}(e)$ به ترتیب اندازه لکه باریکه دمش در انتهای سلول تقویت کننده و ابتدای سلول مولد است. مقدار عبوردهی برابر با $T = T_w T_L T_w = 0.787$ که حاصل ضرب عبوردهی پنجره انتهایی سلول تقویت کننده (T_w)، عدسی L_1 (T_L) و پنجره ورودی سلول مولد (T_w) می‌باشد. پس از محاسبه شدت میدان پراکنده شده از آینه مزدوج دو سلولی مولد-تقویت کننده، شدت میدان خروجی از تقویت کننده نوری Nd:YAG در دومین عبور با حل عددی مجدد معادلات (۱) برای موج برگشتی (در نظر گرفتن علامت منفی) بدست می‌آید. در حالی که شرط اولیه تفاوت انبوهی محیط فعال برابر با تفاوت انبوهی پس از خروج باریکه لیزر در اولین عبور است.

برای محاسبه سطح مقطع پرتو و چگونگی تغییرات آن حین انتشار در محیط غیر خطی، از رابطه شناخته شده (۴) برای

به کمک تیغه‌های شیشه‌ای با ضریب بازتاب ۵٪ (PL) از باریکه لیزری نمونه برداری و رفتار زمانی و تبدیل فوریه شدت میدان خروجی از نوسانگر و تقویت کننده همزمان به کمک فوتودایود سریع PD، و یک اسپلوسکوپ سریع با پهنای نوار ۵۰۰ مگاهرتز با قابلیت انجام تبدیل فوریه سریع بر روی رفتار وابسته به زمان شدت، قابل ثبت و مشاهده است.

۳. روش محاسبه

تحلیل ریاضی رفتار شدت میدان پراکنده شده القایی استوکس از آینه دو سلولی و چگونگی تأثیر محیط تقویت کننده لیزر بر آن، می‌تواند به صورت ذیل مورد بررسی قرار گیرد.

حل عددی معادلات (۱) برای تقویت کننده لیزر در اولین و دومین عبور باریکه لیزری با شدت I_i (به ترتیب متناظر با علامت + و - در معادله ترابرد (۱) برای شدت باریکه لیزر)، و تفاوت انبوهی [۱۶] N ، و همزمان حل معادلات (۲)، که معادلات نرخ مربوط به شدت میدان دمش در سلول مولد و تقویت کننده (I_{pa} و I_{pg}) و شدت میدان استوکس پراکنده شده در سلولها (I_{sa} و I_{sg}) و معادلات نرخ مربوط به دامنه امواج اکوستیکی در سلولها (S_a و S_g) می‌باشد، به همراه شرایط مرزی مناسب، معادلات (۳)، آورده شده است، (شاخص‌های g و a به ترتیب نشانگر سلول مولد و تقویت کننده می‌باشد) [۱۷]

$$\frac{\partial I_i}{\partial t} \pm \left(\frac{c}{n}\right) \frac{\partial I_i}{\partial z} = N \left(\frac{c}{n_r}\right) \sigma_e I_i - \beta \left(\frac{c}{n_r}\right) I_i, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -N \sigma_e \frac{I_i}{h\nu_o} - \frac{\Omega}{4\pi} \frac{N}{\tau_f}; \quad i = 1, 2$$

در معادله (۱) c سرعت انتشار نور در خلاء، h ثابت پلانک، $\sigma_e = 3.73 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ سطح مقطع گسیل القایی، $\tau_f = 240 \text{ } \mu\text{s}$ طول عمر گسیل خودبه‌خود تراز بالای محیط فعال Nd:YAG در $\lambda = c/\nu_o = 1064 \text{ nm}$ ، $n_r = 1.78$ ضریب شکست محیط فعال و $\left(\frac{a_r}{L}\right)^2 = \left(\frac{\pi a_r^2}{L^2}\right) = \frac{\Omega}{4\pi}$ زاویه فضایی بهنجار شده منتهی به سطح ورودی یا خروجی محیط فعال به طول L و شعاع a_r ، برای محاسبه سهم گسیل خودبه‌خود در بهره محیط فعال است. $\beta = 0.01 \text{ cm}^{-1}$ ضریب جذب میله لیزر

برای میدان با توزیع شدت گاوسی و انتگرال گیری زمانی از رابطه (۸) به دست می آید که w_{qs} اندازه لکه خروجی از نوسانگر است. در محاسبات انجام شده اختلاف بین نتایج تجربی و محاسباتی کمتر از یک در صد است.

۴. نتایج و بحث

نمونه تجربی مشاهده شده برای رفتار خروجی تقویت کننده دوعبوری با آینه مزدوج فازی دوسلولی، برای یک، دو و سه فرکانس طولی در شکل ۲ نشان داده شده است. ضریب بهره محاسبه شده برای تقویت کننده با توجه به مقادیر تجربی چگالی انرژی ورودی و خروجی از تقویت کننده 125 cm^{-1} بدست آمده است. شکل ۲ نشان می دهد که مؤلفه استوکس پراکنده شده از آینه مزدوج فازی رفتار زمانی و طیفی کاملاً متفاوتی با میدان دمش ورودی از خود نشان می دهد و عملاً زنش مدی بر روی نیم رخ تپ خروجی مشاهده نمی شود. رفتار طیفی و دامنه مؤلفه های فوریه با استفاده از قابلیت تبدیل فوریه سریع اسیلوسکوپ در زیر نمودار زمانی قابل مشاهده است. با مشاهده تصاویر دیده می شود که فاصله فرکانسی هر مد طولی با مد مرتبه بعدی با توجه به طول اپتیکی تشدیدگر حلقوی در حد ۲۴۰ مگاهرتز است.

نمودارهای شکل های ۳-۵ از حل دستگاه معادلات (۱) و (۲) به همراه شرایط مرزی (۳) و رفتار (۸) برای شدت میدان ورودی به روش تفاوت محدود مرکزی بدست آمده است. رفتار مؤلفه های فوریه میدان استوکس تقویت شده بر حسب مقادیر گوناگون دامنه مد طولی در باریکه دمش برای تقویت کننده دوعبوری برای آینه معمولی و بازتابنده مزدوج فازی دوسلولی، مورد مقایسه قرار گرفته است. در حل معادلات (۱) و (۲) تقسیم بندی مکانی برای سلول مولد ۶۰ قسمت، سلول تقویت کننده استوکس ۲۳۰ قسمت و محیط تقویت کننده لیزر ۶۸ قسمت، انجام گرفته است و تعداد گام های زمانی قریب به ۱۶۷۰ متناظر با کل زمان محاسبه ۹۵ نانوثانیه، (که معادل با بیشینه پهنای زمانی تپ می باشد) است. در این نمودارها دامنه

اندازه لکه باریکه گاوسی $w(z)$ و چگونگی تغییرات آن در راستای z از محل کمر پرتو در $z = z_0$ و $w_0 = w(z_0)$ استفاده می نمایم [۱۳]

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_r}\right)^2}, \quad z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (4)$$

در این صورت در معادله (۲)، نرخ تغییرات سطح مقطع باریکه دمش و باریکه پراکنده شده استوکس از رابطه (۵) حاصل می شود.

$$A(z) = \pi r(z)^2 = \pi w(z)^2 = \pi w_0^2 \left(1 + \left[\frac{z - z_0}{z_r}\right]^2\right),$$

$$\frac{\partial A(z)}{\partial z} = 2\pi w_0^2 \left(\frac{2(z - z_0)}{z_r^2}\right) = 4\lambda \left(\frac{z - z_0}{z_r}\right). \quad (5)$$

تپ تک مد مشاهده شده برای نوسانگر سوئیچ Q با دقت مناسبی به کمک برازش ترکیبی از دو تابع گاوسی بدست می آید، (رابطه (۶)). میدان $E_{\text{mod}}(t)$ و شدت اپتیکی $I_{\text{mod}}(t)$ ناشی از زنش چند مدی میدان نوسانگر را نیز می توان به دقت به صورت ترکیب خطی از مدهای طولی با اختلاف فرکانس ΔU_{ring} مطابق با رابطه (۷) نشان داد [۱۸ و ۱۹]

$$I_{\text{profile}}(t) = \sum_{j=1}^{\nu} b_j \exp\left(-\left[\frac{t - t_j}{\tau_j}\right]^2\right), \quad (6)$$

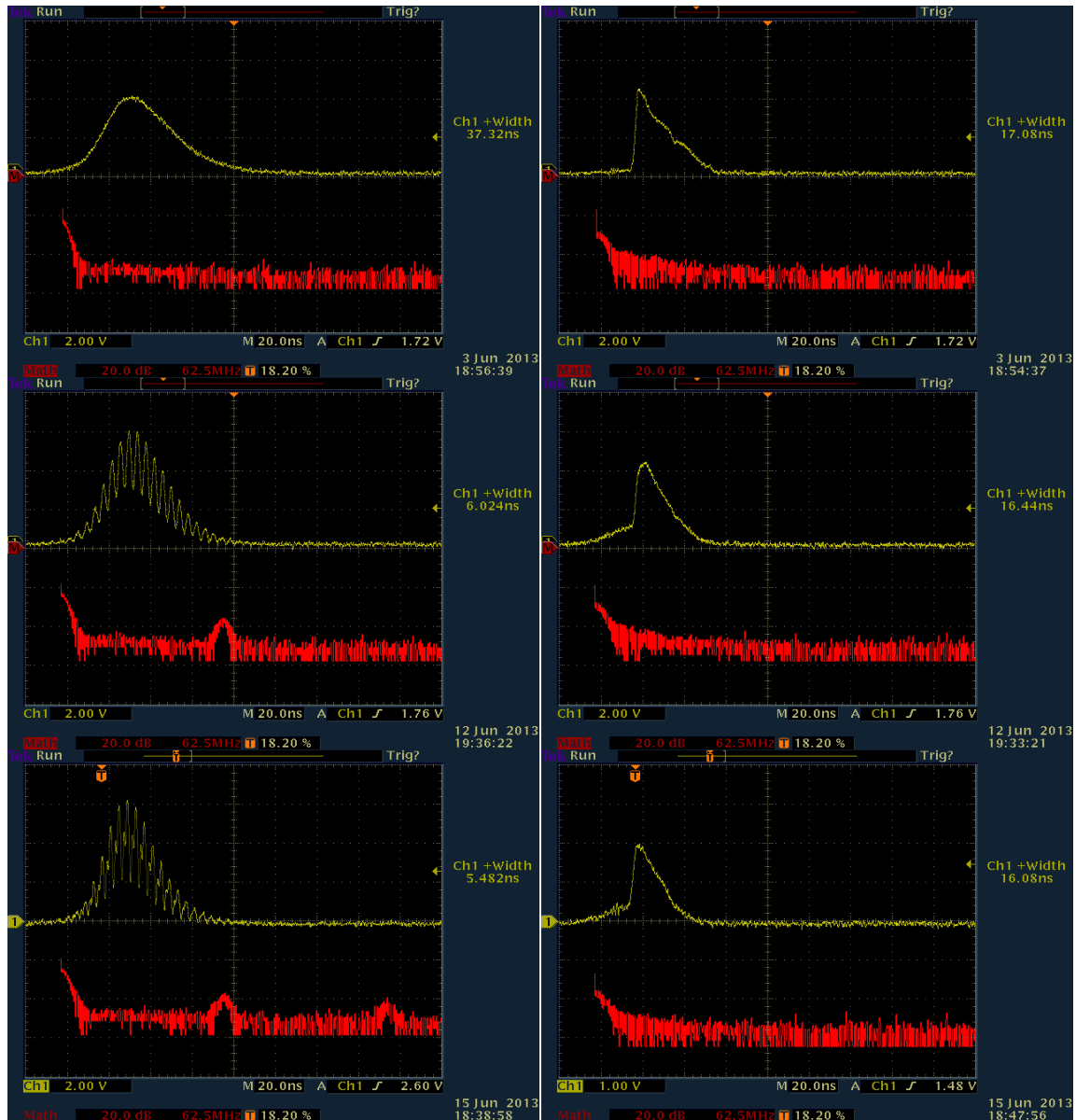
$$E_{\text{mod}}(t) = a_0 e^{-i\alpha t} + a_1 e^{-i(\omega - \Delta U_{\text{ring}})t} + \dots + a_m e^{-i(\omega - (m-1)\Delta U_{\text{ring}})t},$$

$$I_{\text{mod}}(t) = |E_{\text{mod}}(t)|^2 = \sum_{j=1}^{m-1} a_j^2 + 2 \sum_{i \neq j} a_i a_j \cos[(i - j)\Delta U_{\text{ring}} t]. \quad (7)$$

که در آن m یک عدد صحیح است به طوری که $(m-1)\Delta U_{\text{ring}}$ مقداری کمتر از پهنای خط بهره لیزر را اختیار نماید. شدت میدان تپ سوئیچ Q ورودی به تقویت کننده $I_{QS}(t)$ ، از حاصل ضرب معادلات (۶) و (۷) حاصل می شود

$$I_{QS}(t) = I_0 I_{\text{mod}}(t) I_{\text{profile}}(t), \quad (8)$$

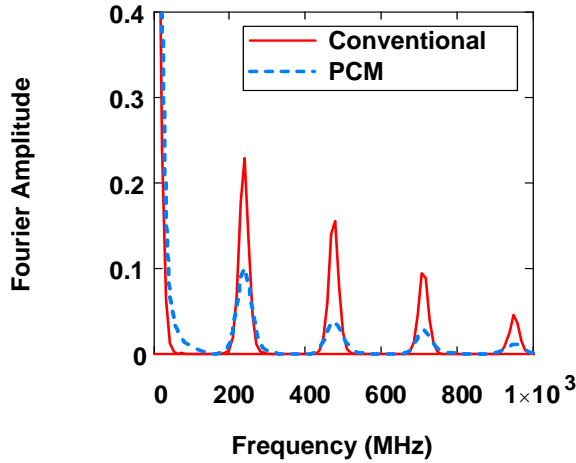
کمیت I_0 به عنوان ضریبی است برای همگرایی و یکسان سازی نتایج تجربی با نتایج محاسباتی است. مقدار I_0 با استفاده از انرژی خروجی از نوسانگر E_{QS} که به صورت تجربی بدست آمده، و قرار دادن در رابطه $E_{QS} = \int_0^{\infty} (\pi w_{qs}^2 / 2) I_{QS}(t) dt$



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) رفتار زمانی تجربی تپ ورودی به تقویت کننده دو عبوری (الف، ج، ه) به ترتیب خروجی از نوسانگر در حالت تک مد، دو مد و چند مدی با انرژی دمش ۲۹ ژول (ب، د، و) به ترتیب مربوط به تپ زمانی استوکس خروجی از تقویت کننده در حالت تک مد، دو مد و چند مدی می باشند. نمودار تبدیل فوریه شدت هر تپ با رنگ قرمز در ذیل تپها آمده است و تعداد مدهای طولی را نشان می دهد. در تمام حالتها ضریب بهره اولیه تقویت کننده $g_0 = 0.125 \text{ cm}^{-1}$ است. مقیاس زمان و فرکانس برای نمودارهای بالا به ترتیب ۲۰ ns و ۶۲.۵ MHz بر قسمت می باشد.

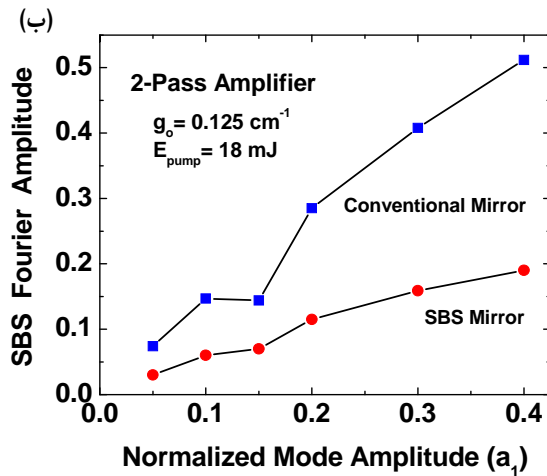
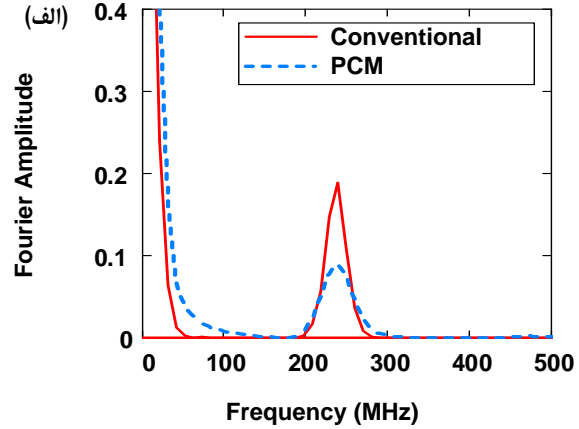
شده مد دوم (a_1)، برای آینه مزدوج فازی دو سلولی (دایره) و آینه معمولی (مربع) ترسیم شده است و نشان از کاهش دامنه مد دوم تپ استوکس نسبت به باریکه بازتابی از آینه دارد. این فرایند در شکل ۳ (ب) که رفتار طیفی موج بازگشتی را برای

مد اصلی a_0 برابر با ۱ فرض شده است و بقیه دامنه های مدهای دیگر نسبت به مد اصلی بهنجار شده اند. در شکل ۳ (الف) رفتار دامنه فوریه موج استوکس به ازای دو فرکانس طولی در نوسانگر لیزر بر حسب مقادیر گوناگون دامنه بهنجار



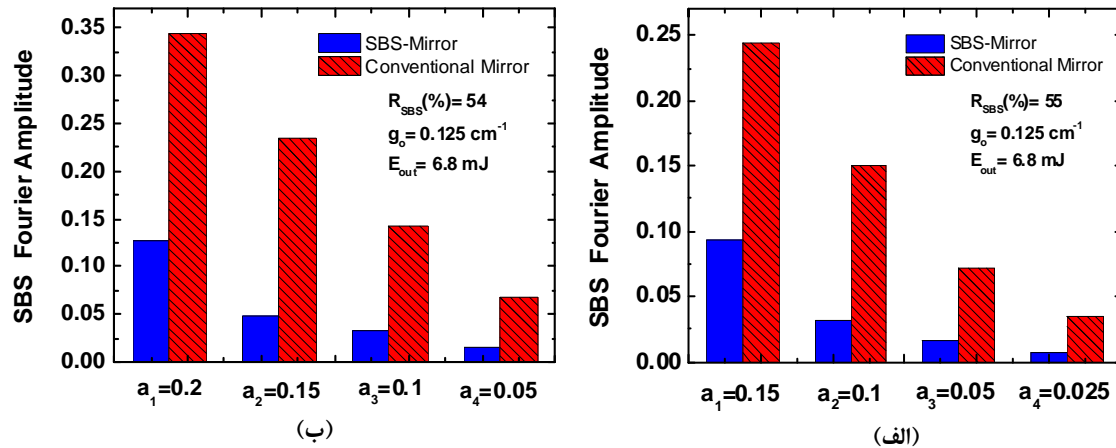
شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) رفتار محاسبه شده برای دامنه فوری موج استوکس پراکنده از آینه دو سلولی مزدوج فازی (خط بریده) و آینه معمولی (خط پیوسته) در حوزه فرکانس پس از دو بار عبور از تقویت کننده، حاوی پنج فرکانس طولی نوسانگر لیزر با ترکیب $(a_1, a_2, a_3, a_4) = (0.2, 0.15, 0.1, 0.05)$. دامنه مد اصلی a_0 برابر با یک است. بازتابندگی آینه معمولی ۴۴/۶٪ و انرژی خروجی تقویت کننده Nd:YAG، $E_{out} = 6/8$ mJ می باشد

تکرار گردیده است. همچنین شکل ۴ و ۵ (الف) نیز نتایج به دست آمده را برای ۵ فرکانس طولی با نسبت های $(a_1, a_2, a_3, a_4) = (0.2, 0.15, 0.1, 0.05)$ نشان می دهند. به منظور بررسی اثر تغییرات دامنه مدهای اول تا پنجم و مقایسه نتایج در شکل ۵ (ب) با استفاده از پنج فرکانس طولی با دامنه های متفاوت با حالت نشان داده شده در شکل ۵ (الف) و برابر با $(a_1, a_2, a_3, a_4) = (0.15, 0.1, 0.05, 0.025)$ در نظر گرفته شد. در تمامی محاسبات انرژی خروجی از تقویت کننده $E_{out} = 6/8$ mJ ثابت بوده است. تمامی محاسبات و نتایج بدست آمده در شکل های ۳ تا ۵ نمایانگر کاهش قابل ملاحظه دامنه مؤلفه های فوری پراکنده شده از بازتابنده مزدوج فازی نسبت به باریکه بازتابی از آینه معمولی در حد ضریب دو تا بیش از سه است که تأثیر چشمگیری در پالایش طیفی میدان تقویت شده خروجی از تقویت کننده از خود نشان می دهد.



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مقایسه رفتار محاسبه شده برای دامنه فوری موج استوکس پراکنده شده از آینه دو سلولی مزدوج فازی و آینه معمولی پس از ۲ بار عبور از تقویت کننده به ازای دو فرکانس طولی در نوسانگر لیزر درحالی که دامنه مد اصلی a_0 برابر با ۱ فرض شده است. (الف) بر حسب مقادیر گوناگون دامنه بهنجار شده برای مد دوم a_1 ، برای آینه دو سلولی مزدوج فازی (دایره های توپر) و آینه معمولی (مربع های توپر). (ب) بر حسب فرکانس برای موج استوکس (خط چین) و آینه معمولی (خط پیوسته) به ازای مد دوم $a_1 = 0.2$. بازتابندگی آینه معمولی ۴۴/۶٪ و در تمام حالات انرژی ورودی به تقویت کننده Nd:YAG، ۱۱ میلی ژول و انرژی خروجی از تقویت کننده ۲ بعد از دومین عبور $E_{out} = 6/8$ mJ است.

دامنه مد دوم $a_1 = 0.2$ ، بر حسب فرکانس موج استوکس (خط چین) و آینه معمولی (خط پیوسته) را نشان داده است،



شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) رفتار محاسبه شده برای دامنه فوریه موج استوکس پراکنده شده از آینه دو سلولی مزدوج فازی (ستون‌های توپر) و آینه معمولی (ستون‌های هاشور خورده) برای تقویت کننده دوعبوری. میدان ورودی به تقویت کننده حاوی پنج فرکانس برای دو ترکیب گوناگون از دامنه فرکانس‌های طولی نوسانگر لیزر (a_1, a_2, a_3, a_4) است. در تمام حالات دامنه مد اصلی $a_0 = 1$ و بهره اولیه تقویت کننده اپتیکی $g_0 = 0.125$ cm⁻¹ است.

پرتوان و نسبتاً عاری از زنش‌های فرکانس به دست دهد که برای اولین بار در پژوهش حاضر مورد تحلیل قرار گرفته است. افزایش کیفیت فضایی باریکه بازتابیده از بازتابنده‌های مزدوج فازی به همراه کوتاه شدن پهنای زمانی از ویژگی‌های مورد توجه طراحان دستگاه‌های اپتیکی برای ترکیب کننده‌های باریکه‌های پرنرزی لیزر برای مجموعه‌های لیزری گذاخت به شمار می‌رود، هموار شدن نیم‌رخ زمانی تپ و پالایش طیفی تپ استوکس بازگشتی می‌تواند منجر به افزایش همزمانی تپ‌ها و حذف فرکانس‌های ناخواسته و افزایش بازدهی در این مجموعه‌های لیزری شود.

۵. نتیجه‌گیری

نتایج محاسبات عددی ارائه شده برای رفتار طیفی میدان پراکنده شده استوکس از بازتابنده بریلوئن، نشان از تأثیرات چشمگیر آینه مزدوج فازی در رفتار طیفی شدت میدان بازتابیده در مقایسه با شدت میدان دمش از خود نشان می‌دهد. وجود شدت آستانه برای آغاز پراکندگی القایی بریلوئن سبب کوتاه شدن پهنای زمانی تپ پراکنده شده به همراه پالایش طیفی میدان پراکنده شده در مقایسه با میدان دمش می‌شود، که با نتایج تجربی بدست آمده در شکل ۲ سازگاری خوبی دارد. این رفتار می‌تواند سبب کاهش قابل ملاحظه افت و خیزهای شدت میدان شود و میدان خروجی،

مراجع

1. C B Dane, W A Neuman, and L A Hackel, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **30**, 8 (1994) 1907.
2. S Schiemann, W Ubachs, and W Hogervorst, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**, 3 (1997) 358.
3. M Nakatsuka et al., *J. Korean Phys. Soc.* (2003) **432** 607.
4. H J Kong et al., *J. Korean Phys. Soc.* **56** (2010) 177.
5. T Omatsu et al., *Laser and Particle Beams* **30**(2012) 117.
6. G Crofts and M Damzen, *Optics Communications* **81** (1991) 237.
7. G Crofts, M Damzen, and R Lamb, *Journal of Optical Society of America B* **8** (1991) 2282.
8. W Hasi et al., *Laser and Particle Beams* **25** (2007) 207.
9. N Hodgson and H Weber, "Optical Resonators: Fundamentals, Advanced Concepts, Applications" Springer (2005).

14. A Mullen, R R Lind, and G C Valley, *Optics communications* **63**, 2 (1987) 123.
15. S K Lee *et al.*, *J. Korean Phys. Soc.* **46** (2005) 443.
16. L M Frantz and J S Nodvik, *Journal of Applied Physics* **34**, 8 (2004) 2346.
17. R Menzel and H J Eichler, *Physical Review A* **46** (1992) 7139.
18. A Brignon and J P Huignard, "Phase Conjugate Laser Optics". Wiley (2004).
۱۹. اح فرهبد، م نصیری، م ترکاشوند، م س ممدوحی، «کنترل پهنای زمانی تپ سوئیچ Q برای تشدیدگر اپتیکی حاوی سنجه فابری پرو»، کنفرانس فیزیک ایران، اصفهان (۱۳۸۷).
10. M Jaberi, A Farahbod, and H Rahimpur Soleimani, Longitudinal mode structure in a non-planar ring resonator. *Iranian Journal of Physics Research* **13**, 1 (2013) 35.
۱۱. م جابری، اح فرهبد و ح رحیم پورسلیمانی. «تک‌مدسازی طولی لیزرهای حالت جامد با استفاده از تشدیدگر حلقوی غیر هم سطح»، کنفرانس سالانه فیزیک ایران، یزد (۱۳۹۱).
۱۲. اح فرهبد، س فتحی، م ترکاشوند، ن مرشدیان، «مطالعه تجربی تشدیدگر حلقوی ناهم سطح با اثرات القائی گرمایی محیط فعال». هفدهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران، کرمان (۱۳۸۹).
13. W Koechner, "Solid-State Laser Engineering", Springer Berlin (2006)