

بهبود ساختار تقویت کننده رامان کریستال فوتونی هایبرید به کمک مواد اپتوفلوییدی

امیره سیدفرجی^۱، وحید احمدی^{۲*}

۱- استادیار، دانشگاه الزهرا (س) ۲- استاد، دانشگاه تربیت مدرس

(دریافت: ۹۶/۰۵/۲۳، پذیرش: ۹۷/۰۲/۱۷)

چکیده: در این مقاله، با استفاده از موجبر کریستال فوتونی هایبرید، ساختاری برای تقویت کننده رامان پیشنهاد می شود که در آن به کمک ایجاد نانو حفره های پر شده با مواد اپتوفلوییدی در مسیر پمپ و سیگنال، سرعت گروه پمپ و سیگنال کاهش یافته و در نتیجه بهره و عرض باند تقویت رامان افزایش می یابد. در این ساختار، پارامترهای هندسی برای دستیابی به بهره و عرض باند تقویت بزرگتر، بهبود می یابند. معادلات ماکسول به روش FDTD و با در نظر گرفتن اثرات غیرخطی جذب دو فوتونی، جذب حامل آزاد، اثر کیر و مدلاسیون فاز خودی در موجبر کریستال فوتونی هایبرید حل می شوند. سپس با تزریق هم زمان ۳ پمپ با طول موج و توان مناسب به ساختار تقویت کننده رامان با طول $350 \mu\text{m}$ ، بهره رامان $10/06 \text{ dB}$ و عرض باند تقویت $5/72 \text{ nm}$ حاصل می شود.

کلید واژه ها: کریستال فوتونی هایبرید، مواد اپتوفلوییدی، تقویت کننده رامان، معادلات ماکسول

۱- مقدمه

برانگیخته ایجاد کنند که موجب افزایش دامنه میدان استوکس می شود [۲].

از سوی دیگر، در رژیم نور کند که نور با سرعت کم از میان ماده عبور می کند، افزایش زمان اندرکنش نور و ماده سبب شدت یافتن اثرات غیرخطی می شود. کاهش سرعت نور، توان پمپ ورودی و یا طول فیزیکی مورد نیاز برای ظهور اثرات غیرخطی را کاهش می دهد. بنابراین، نور کند برای کاهش ابعاد ادوات نوری و یا افزایش شدت اثرات غیر خطی به کار گرفته می شود [۳-۴].

در سال های اخیر، بهره رامان در موجبرهای سیلیکونی به صورت گسترده ای مورد مطالعه قرار گرفته است [۵-۷]. نانو موجبرهای سیلیکونی [۸]، موجبرهای SiGe [۹]، موجبرهای کریستال فوتونی [۱۰-۱۳] و کریستال فوتونی هایبرید [۱۴] و موجبرها پنجره ای نور کند [۱۵] برای بهبود کارایی تقویت کننده های رامان به کار گرفته شده اند. به کمک روش های تحلیلی و شبه تحلیلی، قوانینی برای طراحی تقویت کننده های رامان تدوین شده است [۱۶] و برای داشتن بهره رامان بزرگتر و افزایش کارایی تقویت کننده های رامان، پارامترهای هندسی موجبرها بهینه شده اند [۱۷].

در سال های اخیر استفاده از سیلیکون (Si) برای ساخت مدولاتورهای سریع، آشکارسازهای نوری، تقویت کننده ها و منابع نوری بسیار مورد توجه بوده است. فوتونیک مبتنی بر سیلیکون در بسیاری از زمینه ها همچون کاربردهای پزشکی، نظامی، مخابرات نوری به کار گرفته می شود. پراکندگی رامان واداشته^۱ یک روش موفق برای تقویت و تولید نور در سیلیکون محسوب می شود [۱].

در پراکندگی خود به خودی رامان^۲، تغییرات دمایی شبکه در فرکانس ω_v ، که در سیلیکون حدود $15/6 \text{ THz}$ است، یک مدلاسیون سینوسی را در پذیرفتاری نوری^۳ ایجاد می کند. برخورد نوسانات میدان پمپ ورودی با فرکانس ω_l با نوسانات پذیرفتاری نوری با فرکانس ω_v ، قطبش هایی را در فرکانس حاصل جمع $(\omega_l + \omega_v)$ و فرکانس تفاضل $(\omega_l - \omega_v)$ ایجاد می کند. تابش های حاصل از این دو مؤلفه قطبش، به ترتیب امواج آنتی استوکس و استوکس گفته می شوند. این مفهوم برای توصیف پراکندگی رامان واداشته گسترش می یابد. انتشار هم زمان دو میدان پمپ و استوکس با اختلاف فرکانسی برابر فرکانس نوسانات اتمی در محیط رامان، می تواند نوسانات اتمی را به شکل

موجبرهای کریستال فوتونی، دارای ضریب تحدید نوری بالا و

* نویسنده پاسخگو: sfaraji@alzahra.ac.ir

1- Stimulated Raman Scattering
2- Spontaneous Scattering
3- Optical Susceptibility

ساختار این مقاله به صورت زیر است. در فصل ۲، با استفاده از معادلات ماکسول، تقویت رامان در موجبر کریستال فوتونی هایبرید و با در نظر گرفتن اثرات غیرخطی جذب دو فوتونی^۵ (TPA)، جذب حامل آزاد^۶ (FCA)، اثر کِر و اثر SPM مدلسازی می‌شود. در فصل ۳، نتایج شبیه‌سازی تقویت رامان در موجبر کریستال فوتونی هایبرید مورد بحث و بررسی قرار می‌گیرد و فصل ۴ به جمع‌بندی نتایج ارائه شده در مقاله اختصاص دارد.

۲- تئوری مدل‌سازی

از آنجا که جذب دو فوتونی، اثر غیرخطی کر و هر اثر غیرخطی دیگر که ضریب شکست را تغییر می‌دهد، وابسته به شدت نور عبوری است، ضریب شکست موجبر وابسته به توان نور عبوری است [۲۳]. زمانی که یک پالس نوری قوی از داخل محیط عبور می‌کند، در نتیجه اثرات غیرخطی، شیفت فازی به اندازه $\Delta\varphi$ ایجاد می‌شود. در شرایط پمپ پیوسته، شدت و تغییرات فاز نسبت به زمان ثابت فرض می‌شوند. اما در صورتی که پمپ به شکل پالس‌های کوتاه دارای شدت بالا باشد، شدت به سرعت با زمان تغییر می‌کند که خود سبب تغییرات سریع فاز می‌شود. مشتق زمانی تغییرات فاز چرپ فرکانسی $\Delta\omega$ را سبب می‌شود [۲۳].

$$\Delta\omega(x, y, t) = -\frac{d(\Delta\varphi(x, y, t))}{dt} \quad (1)$$

که در آن، $\Delta\varphi$ از رابطه (۲) حاصل می‌شود [۲۱].

$$\Delta\varphi(x, y, t) = \frac{2\pi L_{int}}{\lambda_p} (\Delta n_{kerr}(x, y, t) + \Delta n_{FC}(x, y, t)) \quad (2)$$

L_{int} طول اندرکنش نور و محیط، Δn_{kerr} تغییرات ضریب شکست ناشی از اثر کِر، Δn_{FC} تغییرات ضریب شکست ناشی از حامل آزاد و λ_p طول موج مرکزی پمپ پالسی در طول موجبر است.

علاوه بر تغییرات مثبت و منفی $\Delta\omega$ که در اثر لبه‌های پایین رونده و بالا رونده $\Delta\varphi$ ایجاد می‌شود، طول موج مرکزی دارای شیفت آبی خواهد بود. زیرا با عبور پالس از هر نقطه، چگالی حامل افزایش یافته و ضریب شکست بالا می‌رود. طول موج مرکزی در هر نقطه از رابطه (۳) حاصل می‌شود [۲۳].

سرعت گروه پایین هستند که این ویژگی‌ها از بازتابش‌های براگ^۱ ناشی می‌شوند. ضریب تحدید نوری بالا مانع هدر رفت توان پمپ می‌شود. سرعت گروه پایین سبب می‌شود که زمان اندرکنش نور و ماده افزایش یابد و این دو سبب شدت یافتن اثرات غیرخطی از جمله رامان در ماده می‌شوند و با توان ورودی پمپ کوچکتر، بهره رامان بزرگتر حاصل می‌شود. نتایج حاصل از روابط تحلیلی نشان می‌دهد که کاهش سرعت گروه در موجبر کریستال فوتونی، بهره رامان بزرگتری را نتیجه می‌دهد [۱۸].

اما در ساختار کریستال فوتونی با عبور پالس از داخل موجبر، پدیده پاشندگی^۲ سبب تغییر شکل پالس و کاهش نرخ بیت^۳ می‌شود. ساختار کریستال فوتونی هایبرید علاوه بر داشتن مزایای کریستال فوتونی، پاشندگی کمتر و نرخ بیت بالاتری را داراست [۱۴].

از سوی دیگر، عرض باند تقویت‌کننده‌های رامان سیلیکونی، توسط عرض باند رامان سیلیکون به حدود ۱ nm محدود می‌شود که خود موجب محدود شدن کاربردهای این تقویت‌کننده می‌شود [۱۹]. برای حل این مشکل می‌توان از اثر غیر خطی مدولاسیون فاز خودی^۴ (SPM) استفاده کرد. این اثر، عرض باند سیگنال ورودی را که دارای طیف اولیه باریکی است افزایش می‌دهد [۱۹]. به این ترتیب عرض باند پمپ می‌تواند افزایش یابد و موجب گسترش عرض باند تقویت‌کننده رامان شود.

در این مقاله، با ایجاد نانو حفره‌های پر شده توسط مواد اپتوفلوئیدی [۲۰-۲۲] در مسیر پمپ و سیگنال در ساختار کریستال فوتونی هایبرید و انتخاب مقادیر مناسب برای شعاع نانو حفره‌های پر شده با مواد اپتوفلوئیدی، فاصله آنها از یکدیگر و ضریب شکست مواد اپتوفلوئیدی، سرعت گروه را باز هم کاهش می‌دهیم و زمان اندرکنش پمپ و سیگنال را افزایش می‌دهیم، تا بهره رامان بزرگتری حاصل شود. از سوی دیگر با استفاده از پمپ پالسی، اثر غیر خطی SPM را در موجبر فعال می‌کنیم تا عرض باند تقویت رامان افزایش یابد. سپس در ادامه با تزریق هم‌زمان چند پمپ با طول موج‌ها و توان‌های مناسب، عرض باند تقویت را به میزان قابل توجهی افزایش می‌دهیم. به این ترتیب به کمک ساختاری با ابعاد بسیار کوچک و پمپ با توان کم، تقویت‌کننده رامان با بهره و عرض باند تقویت بزرگ خواهیم داشت.

1- Bragg Reflections

2- Dispersion

3- Bit Rate

4- Self-Phase Modulation

5- Two Photon Absorption

6- Free Carrier Absorption

$$\alpha_{fv}(\omega_v, N) = \frac{q^3 N}{\epsilon_0 c n_0 \omega_v^2} \left(\frac{1}{\mu_e m_{ce}^2} + \frac{1}{\mu_h m_{ch}^2} \right) \quad (۸)$$

که در این روابط، v جایگزین S برای سیگنال و P برای پمپ است. n_0 ضریب شکست خطی، n_{fv} تغییرات ضریب شکست ناشی از تغییرات چگالی حامل و α_{fv} تغییرات ضریب جذب ناشی از تغییرات چگالی حامل را نشان می‌دهند. m_{ce} ، m_{ch} ، μ_e و μ_h به ترتیب جرم مؤثر^۱ الکترون، جرم مؤثر^۱ حفره، قابلیت حرکت^۲ الکترون و قابلیت حرکت^۳ حفره هستند [۲۶].

تغییرات چگالی حامل توسط روابط (۹-۱۱) بیان می‌شود.

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} + \frac{\beta_2(\omega_S) I_S^2}{2\hbar\omega_S} + \frac{\beta_2(\omega_P) I_P^2}{2\hbar\omega_P} \quad (۹)$$

$$I_S = \frac{\epsilon_0 c n}{2} |E_S|^2 \quad I_P = \frac{\epsilon_0 c n}{2} |E_P|^2 \quad (۱۰)$$

$$\beta_2(\omega) = \frac{3\omega\chi_{lm}^{(3)}}{2\epsilon_0 c^2 n_0^2} \quad (۱۱)$$

که در آن، β_2 ضریب TPA، τ طول عمر حامل و n_0 ضریب شکست اولیه^۳ موجبر است.

اثر^۳ سبب می‌شود که ضریب شکست خطی ماده به توان نوری منتشر شده در محیط بستگی خطی داشته باشد. این رابطه به صورت زیر بیان می‌شود [۲۳]

$$n = n_0 + n_2 I_P \quad (۱۲)$$

که، n_2 ضریب^۳ سبب می‌شود.

با لحاظ کردن اثرات غیرخطی و داشتن معادلات قطبش الکتریکی، می‌توان ثابت گذردهی نسبی را در هر نقطه به دست آورد و در معادلات ماکسول جایگزین کرد. سپس معادلات را به روش FDTD و با شرط مرزی PML حل نمود.

۳- بحث و بررسی نتایج شبیه‌سازی

شکل (۱-الف) یک موجبر کریستال فوتونی هایبرید (ساختار S1) را که می‌تواند به عنوان تقویت کننده رامان مورد استفاده قرار گیرد، نشان می‌دهد. ساختار کریستال فوتونی هایبرید شامل موجبر مستقیم معمولی است که توسط میله‌های سیلیکونی با فرم کریستال فوتونی شش ضلعی^۳ احاطه شده است [۱۴].

$$\lambda_p(x, y, t) = \frac{\lambda_0}{1 - (L_{int}/c) \cdot (d\Delta n(x, y, t)/dt)} \quad (۳)$$

که در آن، λ_0 طول موج اولیه پمپ ورودی، Δn حاصل جمع تغییرات ضریب شکست ناشی از اثرات غیرخطی^۳ کبر و جذب حامل آزاد و c سرعت نور است.

در توان‌های بالای پمپ، تلفات ناشی از جذب دو فوتونی (TPA) و جذب حامل آزاد (FCA) شدت می‌گیرد. بنابراین، این دو پدیده نیز باید در شبیه‌سازی در نظر گرفته شوند [۲۴]. پدیده‌های رامان و جذب دو فوتونی (TPA) به کمک پذیرفتاری نوری غیرخطی مرتبه^۳ سوم مدل می‌شوند [۲۵-۲۶]. جذب حامل آزاد (FCA) به کمک تغییرات ضریب شکست و ضریب جذب ناشی از حامل‌های آزاد مدل می‌شود [۲۶]. پدیده جذب دو فوتونی سبب ایجاد تغییرات چگالی حامل می‌شود که خود بر ضریب شکست و ضریب بهره اثر می‌گذارد. بنابراین، بخش‌های حقیقی و موهومی پذیرفتاری نوری مرتبه اول هر دو تحت تاثیر قرار می‌گیرند [۲۶]. اثر SPM توسط بخش حقیقی پذیرفتاری نوری غیرخطی مرتبه^۳ سوم مدل می‌شود. با در نظر گرفتن این اثرات، بردار قطبش الکتریکی برای پمپ و سیگنال مطابق روابط (۴) و (۵) نوشته می‌شود [۲۵-۲۶].

$$\mathbf{P}_S = \mathbf{P}(\omega_S) = \chi(\omega_S) \mathbf{E}_S + \epsilon_0 \chi_{lm}^{(3)}(\omega_S) \mathbf{E}_P \cdot \mathbf{E}_P \cdot \mathbf{E}_S + \epsilon_0 \chi_{lm}^{(3)}(\omega_S) \mathbf{E}_S \cdot \mathbf{E}_S \cdot \mathbf{E}_S + \epsilon_0 \chi_P^{(f)}(\omega_S, N) \mathbf{E}_S \quad (۴)$$

$$\mathbf{P}_P = \mathbf{P}(\omega_P) = \chi(\omega_P) \mathbf{E}_P + \epsilon_0 \chi_{lm}^{(3)}(\omega_P) \mathbf{E}_S \cdot \mathbf{E}_S \cdot \mathbf{E}_P + \epsilon_0 \chi_{lm}^{(3)}(\omega_P) \mathbf{E}_P \cdot \mathbf{E}_P \cdot \mathbf{E}_P + \epsilon_0 \chi_P^{(f)}(\omega_P, N) \mathbf{E}_P + \epsilon_0 \chi_{Re}^{(3)}(\omega_P) \mathbf{E}_P \cdot \mathbf{E}_P \cdot \mathbf{E}_P \quad (۵)$$

در این روابط، \mathbf{E}_S میدان الکتریکی سیگنال، \mathbf{E}_P میدان الکتریکی پمپ، N چگالی حامل و ω_S و ω_P به ترتیب فرکانس سیگنال و پمپ هستند. χ پذیرفتاری نوری مرتبه^۳ اول و $\chi_{lm}^{(3)}$ و $\chi_{Re}^{(3)}$ به ترتیب، بخش موهومی و حقیقی پذیرفتاری نوری مرتبه^۳ سوم را نشان می‌دهند. $\chi^{(f)}$ که مدل کننده^۳ اثر FCA است مطابق زیر تعریف می‌شود [۲۶].

$$\chi_v^{(f)} = 2n_0 \left(n_{fv} + ic \frac{\alpha_{fv}}{2\omega_v} \right) \quad (۶)$$

$$n_{fv}(\omega_v, N) = -\frac{q^2 N}{2\epsilon_0 n_0 \omega_v^2} \left(\frac{1}{m_{ce}} + \frac{1}{m_{ch}} \right) \quad (۷)$$

1- Effective Mass
2- Mobility
3- Hexagonal

جدول (۱): مقادیر پارامترهای مورد استفاده در شبیه‌سازی تقویت‌کننده‌های رامان

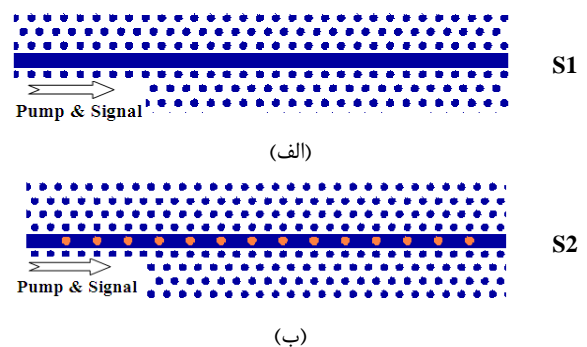
پارامتر	نشانه	مقدار پارامتر
جرم الکترون در خلاء	m_0	$9/11 \times 10^{-31}$ Kg
ثابت گذردهی فضای آزاد	ϵ_0	$8/854 \times 10^{-12}$ F/m
ضریب شکست خطی سیلیکون	n_0	۳/۴
جرم مؤثر الکترون	m_{ce}	$0/26 \times m_0$
جرم مؤثر حفره	m_{ch}	$0/39 \times m_0$
قابلیت حرکت الکترون	μ_e	$0/15$ m ² /(V.s)
قابلیت حرکت حفره	μ_h	$0/06$ m ² /(V.s)
طول عمر حامل در سیلیکون	τ	۳ ns
ضریب کِر	n_2	6×10^{-18} m ² /W
ضریب TPA	β_2	6×10^{-12} m/W
پذیرفتاری نوری رامان	$\chi_{lm}^{(3)}$	$11/2 \times 10^{-18}$ m ² /W ²

با کاهش بیشتر سرعت گروه و افزایش زمان اندرکنش نور و ماده، می‌توان اثرات غیرخطی رامان و SPM را شدت بیشتری بخشید و به بهره و عرض باند تقویت رامان بزرگتری دست یافت. برای کاهش بیشتر سرعت گروه چنانچه در شکل (۱-ب) نشان داده شده است، در میانه موجبر و در مسیر عبور پمپ و سیگنال حفره‌هایی پر شده با مواد اپتوفلوئیدیک قرار گرفته‌اند. این ساختار را S2 می‌نامیم.

فاصله بین حفره‌ها (W_h)، شعاع حفره‌ها (r_h) و ضریب شکست مواد اپتوفلوئیدی (n_f) باید به گونه‌ای انتخاب شوند که پمپ و سیگنال بتوانند با تلفات بسیار کم عبور کنند و بهره رامان بزرگتری حاصل شود.

برای این که بتوان ضریب شکست گروه را برای پمپ، سیگنال و همچنین ۲ ساختار S1 و S2 به راحتی مقایسه کرد، نمودارهای پاشندگی مربوط به این ساختارها به ترتیب در شکل‌های (۲) و (۳) ارائه شده‌اند. در جدول (۲) مقادیر ضرایب شکست گروه پمپ و سیگنال این ۲ ساختار آورده شده است.

در مخابرات معمولاً از پالس‌های TE، برای ارسال داده استفاده می‌شود و بر اساس قانون انتخاب قطبش برای پراکندگی رامان واداشته، برای تقویت سیگنال TE، تنها استفاده از پمپ TM امکان‌پذیر است [۲۷]. بنابراین، پلاریزاسیون پمپ، TM و طول موج آن $\lambda = 1/55 \mu\text{m}$ انتخاب می‌شود تا سیگنال (TE)، $\lambda = 1/686 \mu\text{m}$ به کمک اثر غیرخطی رامان تقویت شود. برای تقویت سیگنال در تقویت‌کننده رامان، طول موج پمپ باید به گونه‌ای انتخاب شود که اختلاف فرکانسی میان پمپ و سیگنال برابر فرکانس نوسانات اتمی در سیلیکون (۱۵/۶ THz) باشد.



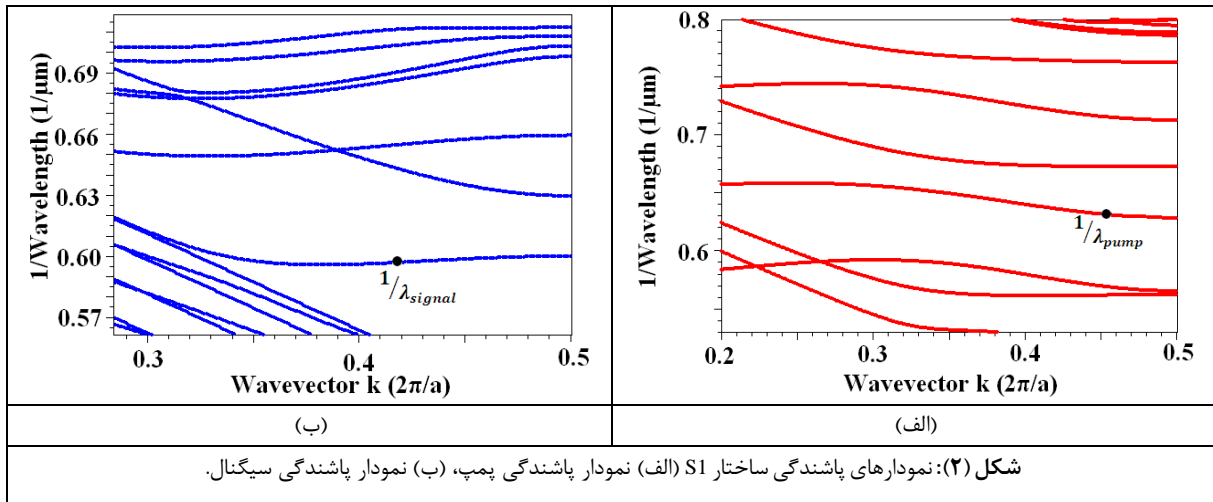
شکل (۱): (الف) موجبر مستقیم کریستال فوتونی هایبرید (S1) (ب) موجبر مستقیم کریستال فوتونی هایبرید با نانوحفره‌های داخلی (S2).

پارامترهای هندسی موجبر کریستال فوتونی هایبرید شامل دوره تناوب ساختار پرئودیک، شعاع رادها، عرض موجبر مرکزی و فاصله لبه‌های موجبر مرکزی تا رادهای ساختار کریستال فوتونی به گونه‌ای انتخاب می‌شوند که پمپ با پلاریزاسیون TM و طول موج $\lambda = 1/55 \mu\text{m}$ و سیگنال با پلاریزاسیون TE و طول موج $\lambda = 1/686 \mu\text{m}$ ، با تلفات بسیار کم بتوانند از موجبر عبور کنند و نیز وجود رادها بتواند بدون ایجاد پاشندگی زیاد، ضریب تحدید نوری را افزایش دهد و سرعت گروه را کاهش دهد. این مرحله از طراحی توسط نرم‌افزار Rsoft انجام گرفته است. از سوی دیگر هرچه طول موجبر بیشتر باشد، با توجه به این که برهم کنش بیشتری میان میدان پمپ و ماده سیلیکون اتفاق می‌افتد، بهره رامان بزرگتری نیز حاصل می‌شود.

در این ساختارها a دوره تناوب ساختار کریستال فوتونی برابر 585 nm ، شعاع میله‌ها برابر 103 nm و عرض موجبر برابر $1 \mu\text{m}$ انتخاب شده است. طول موجبر $350 \mu\text{m}$ است. مقادیر پارامترهای مورد استفاده در شبیه‌سازی تقویت‌کننده‌های رامان در جدول (۱) آورده شده‌اند.

جدول (۲): مقادیر ضرایب شکست پمپ و سیگنال برای ساختارهای S1 و S2

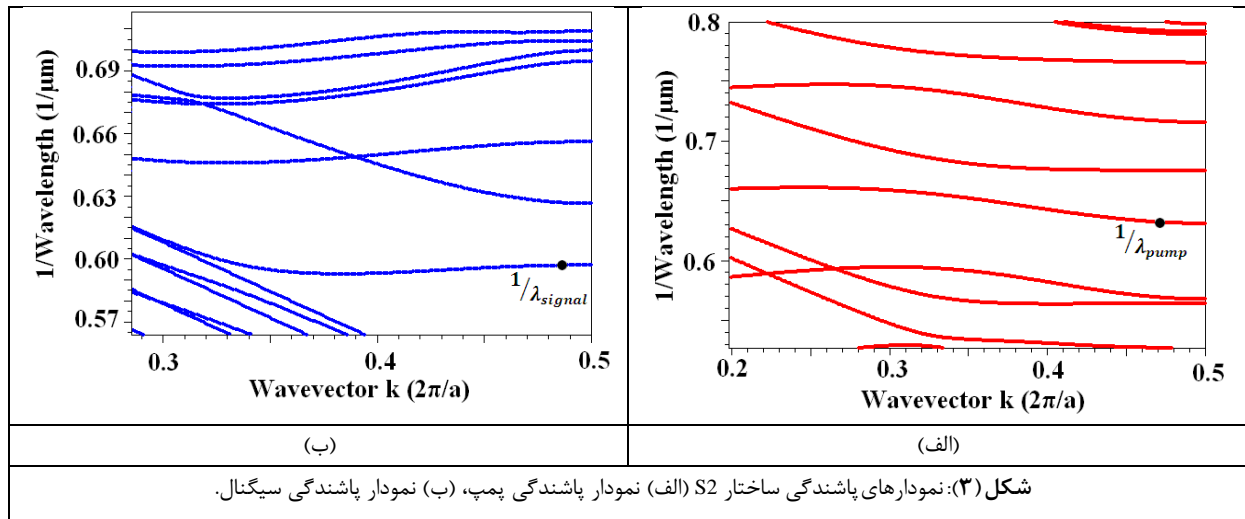
	$n_{g\text{ pump}}$	$n_{g\text{ signal}}$
S1	4.01	4.66
S2	4.73	5.21



برای $m \geq 2$ پالس، فرم سوپر گوسی خواهد داشت. در اینجا مقدار $m=2$ در نظر گرفته شده است [۱۱]. طول موج پمپ $1/55 \mu\text{m}$ ، عرض پالس 3 ps و توان متوسط 0.3 W است. سیگنال به شکل یک پالس گوسین با طول موج $1/686 \mu\text{m}$ است.

در این شبیه سازی از پمپ پالسی به فرم سوپر گوسی که با رابطه (۱۳) تعریف می شود، استفاده می کنیم.

$$U(t) = A \exp\left(-\left(\frac{t-t_p}{W_p}\right)^{2m}\right) \quad (13)$$



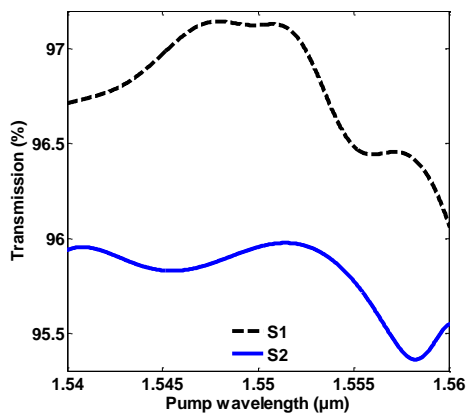
$$P(t) = \text{Re} \left[\int_0^W [E(t) \times H^*(t)] dw \right] \quad (14)$$

که در این رابطه، W عرض موجبر است. سپس مقدار بهره رامان به صورت نسبت بیشینه توان سیگنال در خروجی به بیشینه توان سیگنال در ورودی محاسبه می شود.

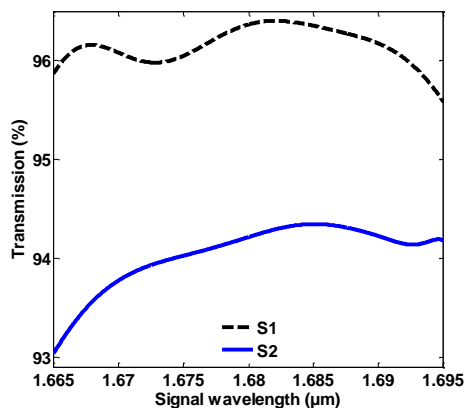
در خروجی پالس سیگنال که دچار اندکی اعوجاج و پهن شدگی شده، دریافت می شود. چون از روش FDTD برای شبیه سازی استفاده شده است، در هر لحظه از زمان به مقادیر میدان های الکتریکی و مغناطیسی در تمامی نقاط شبیه سازی دسترسی داریم. بنابراین، با رسیدن پالس سیگنال به خروجی، توان سیگنال را در هر گام زمانی، می توان با استفاده از رابطه (۱۴) محاسبه کرد.

این شرایط بهره رامن حاصل از ساختار S1، ۷/۵۷۴ dB است. برای طراحی مقادیر (n_f, r_h, W_h) ابتدا برای این سه پارامتر، مقادیر اولیه، به گونه‌ای انتخاب می‌شوند که بهره رامن حاصل از ساختار S2 در شرایط یکسان از ساختار S1 بزرگتر باشد. سپس مطابق شکل (۴-الف) مقدار (n_f) تغییر داده می‌شود تا بهترین مقدار برای آن انتخاب شود. بهترین مقدار، مقداری است که به ازای آن بهره رامن خروجی بیشترین مقدار ممکن شود. پس از آن با انتخاب این مقدار (n_f) ، در مراحل بعدی، مطابق شکل (۴-ب) و (۴-پ) به همین روش مقادیر (r_h, W_h) نیز انتخاب می‌شوند. به این ترتیب، مقادیر نهایی n_f, r_h, W_h به ترتیب عبارتند از $۲/۷۰ \mu\text{m}$ ، ۲۰۸ nm و $۱/۷$. مقادیر اولیه و مقادیر حاصل از هر مرحله در کنار شکل مربوطه نوشته شده است.

شکل (۵) منحنی‌های طیف عبوری پمپ و سیگنال برای ساختارهای S1 و S2 را نشان می‌دهد. چنانکه دیده می‌شود، وجود نانو حفره‌های پر شده با مواد اپتوفلوئیدی، سبب شده است که در محدوده طول موج‌های مورد نظر ما، طیف عبوری کاهش بسیار اندکی داشته باشد اما همان‌طور که در شکل (۶) دیده می‌شود کاهش سرعت گروه ناشی از این نانو حفره‌ها سبب افزایش بهره رامن و عرض باند تقویت رامن می‌شود.



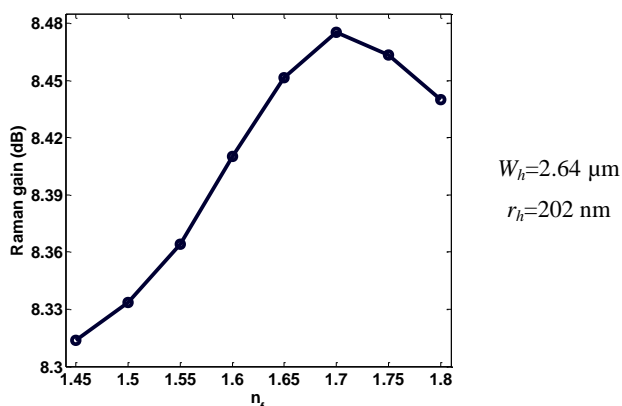
(الف)



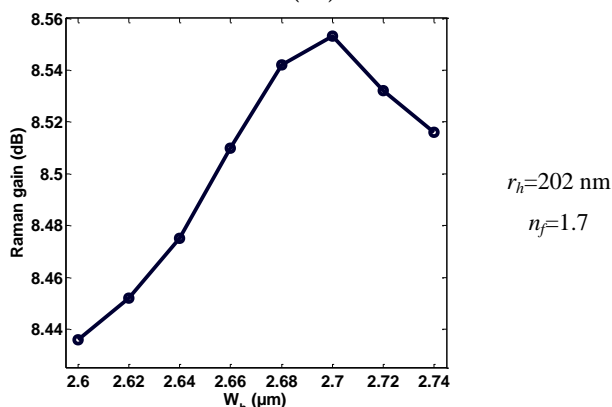
(ب)

شکل (۵): منحنی‌های طیف عبوری (الف) پمپ و (ب) سیگنال برای ساختارهای S1 و S2.

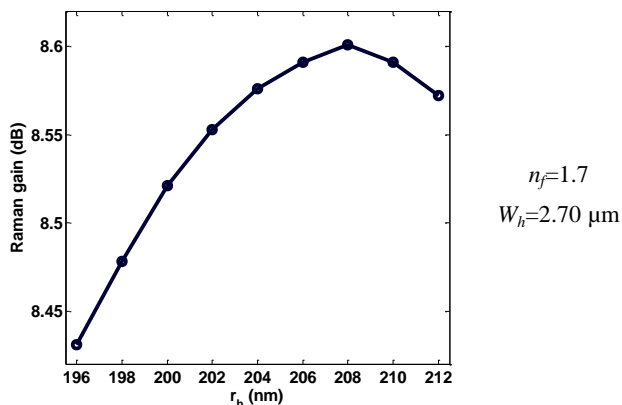
شکل (۴) بهره رامن بر حسب مقادیر مختلف پارامترهای هندسی گفته شده (n_f, r_h, W_h) در ساختار S2 را نشان می‌دهند.



(الف)



(ب)

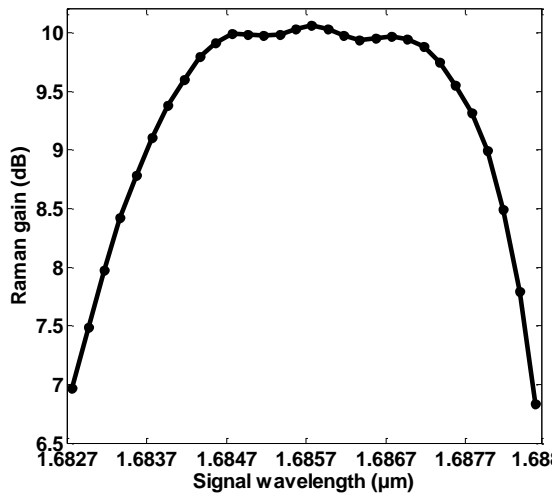


(پ)

شکل (۴): بهره رامن بر حسب پارامترهای هندسی نانو حفره‌های اپتوفلوئیدی در ساختار S2، (الف) n_f ، (ب) W_h ، (پ) r_h

در ساختار S2 باید فاصله بین حفره‌های پر شده توسط مواد اپتوفلوئیدی (W_h) ، شعاع حفره‌ها (r_h) و ضریب شکست مواد اپتوفلوئیدی (n_f) به گونه‌ای انتخاب شوند که ساختار S2 نسبت به ساختار S1 دارای طول یکسان، و با ورودی پمپ یکسان، بهره رامن بزرگتری را در خروجی داشته باشد. طول هر دو ساختار $۳۵۰ \mu\text{m}$ انتخاب شده است. پمپ به صورت پالس‌های سوپر گوسی، با عرض ۳ ps و توان متوسط $۰/۳ \text{ W}$ اعمال می‌شود. در

که نواحی تقویت رامان حاصل هم پوشانی مناسبی داشته باشند و نیز تا حد امکان از هم دور باشند تا عرض باند ناحیه تقویت حاصل به اندازه کافی بزرگ باشد. انتخاب مقادیر توان پمپ نیز به گونه ای است که ناحیه تقویت رامان حاصل هموار باشد. ناحیه تقویت رامان در این شکل نسبتاً هموار است که بیشینه بهره رامان آن ۱۰/۰۶ dB و عرض باند تقویت آن ۵/۷۲ nm است.



شکل (۷): بهره رامان بر حسب طول موج سیگنال در ساختار S2. طول موج پمپها ۱/۵۵۰۷ μm، ۱/۵۵ μm و ۱/۵۴۹۳ μm و توان آنها به ترتیب ۱/۲ W، ۰/۸۸ W و ۱/۲ W است. عرض پالس پمپهای تزریقی ۳ ps و شکل پالس پمپها سوپر گوسی است. بیشینه بهره رامان ۱۰/۰۶ dB و عرض باند تقویت ۵/۷۲ nm است.

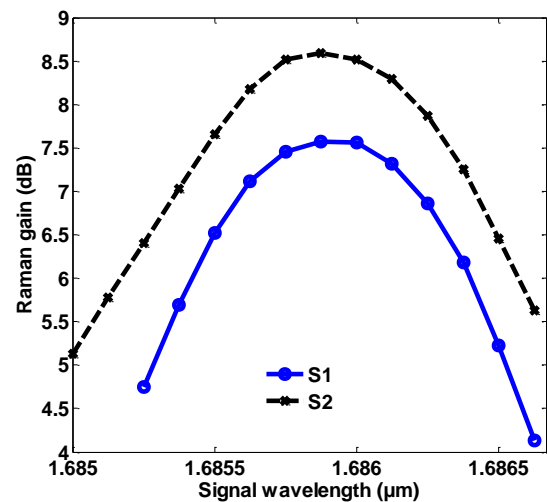
۴- نتیجه گیری

در این مقاله، ابتدا سرعت گروه را در یک موجبر مستقیم کریستال فوتونی هایبرید به کمک ایجاد نانو حفره های پر شده با مواد اپتوفلوییدی کاهش دادیم. مقادیر پارامترهای هندسی مربوط به نانو حفرهها (n_f و r_h ، W_h) را به گونه ای تغییر دادیم که کاهش سرعت گروه پمپ و سیگنال، بهره رامان و عرض باند تقویت بزرگتری را به دست دهد. به این ترتیب با افزایش زمان اندرکنش نور و ماده، اثرات غیرخطی رامان و نیز SPM قویتر شده و بهره رامان از ۷/۵۷۴ dB به ۸/۵۹ dB و عرض باند تقویت رامان از ۱/۳۳ nm به ۱/۵۶ nm افزایش یافت.

برای افزایش بیشتر عرض باند تقویت رامان از تزریق همزمان سه طول موج مختلف پمپ استفاده کردیم. با تزریق همزمان ۳ طول موج پمپ ۱/۵۵۰۷ μm، ۱/۵۵ μm و ۱/۵۴۹۳ μm با توانهای به ترتیب ۱/۲ W، ۰/۸۸ W و ۱/۲ W بهره رامان ۱۰/۰۶ dB و عرض باند تقویت ۵/۷۲ nm حاصل شد.

شکل (۶) بهره رامان بر حسب طول موج سیگنال در ساختارهای S1 و S2 را نشان می دهد. در این شکل توان متوسط پمپ W ۰/۳، عرض پالس پمپ ۳ ps و شکل پالس پمپ سوپر گوسی انتخاب شده است. چنانچه دیده می شود، وجود نانو حفره های اپتوفلوییدی در ساختار S2 باعث افزایش بهره و عرض باند تقویت رامان شده است. به طوری که در ساختار S1 بهره رامان و عرض باند تقویت رامان به ترتیب ۷/۵۷۴ dB و ۱/۳۳ nm است، اما این مقادیر در ساختار S2 به ترتیب به ۸/۵۹ dB و ۱/۵۶ nm افزایش یافته است.

استفاده از نانو حفره های پر شده با مواد اپتوفلوییدی سبب افزایش عرض باند رامان شده است، اما برای بهبود عملکرد تقویت کننده رامان نیاز است که عرض باند تقویت رامان باز هم بزرگتر شود. برای رسیدن به این منظور از تزریق همزمان چند طول موج پمپ استفاده می کنیم. اگر چند پمپ با طول موج های متفاوت، همزمان مورد استفاده قرار گیرد، چند ناحیه تقویت رامان خواهیم داشت. با انتخاب مناسب طول موج و توان پمپهای تزریقی به تقویت کننده رامان، می توان ناحیه تقویت همواری داشت که عرض باند تقویت آن به میزان قابل توجهی بزرگ است.



شکل (۶): بهره رامان بر حسب طول موج سیگنال در ساختارهای S1 و S2. متوسط پمپ ۰/۳ W، عرض پالس پمپ ۳ ps و شکل پالس پمپ سوپر گوسی انتخاب شده است. در ساختار S1 بهره رامان و عرض باند تقویت رامان به ترتیب ۷/۵۷۴ dB و ۱/۳۳ nm است. این مقادیر در ساختار S2 به ترتیب به ۸/۵۹ dB و ۱/۵۶ nm افزایش یافته است.

شکل (۷)، بهره رامان بر حسب طول موج سیگنال را در ساختار S2 نشان می دهد. عرض پالس پمپهای تزریقی ۳ ps و شکل پالس پمپها سوپر گوسی انتخاب شده است. طول موج پمپها ۱/۵۵۰۷ μm، ۱/۵۵ μm و ۱/۵۴۹۳ μm و توان آنها به ترتیب W ۰/۸۸، ۱/۲ W و ۱/۲ W است. توان طول موج ۱/۵۵ μm، ۱/۵۵ μm و ۱/۲ W دو طول موج دیگر است. طول موج پمپها طوری انتخاب شده اند

۵- مراجع

- [14] A. Seyedfaraji and V. Ahmadi, "Enhanced Raman amplification by hybrid photonic crystals," ICTON, pp. 1-4, 2010.
- [15] H. Yi-Hua, S. Iwamoto, and Y. Arakawa, "Design of slow-light grating waveguides for silicon Raman amplifier," CLEO-PR, pp. 1-2, 2013.
- [16] M. Krause, H. Renner, and E. Brinkmeyer, "Silicon Raman amplifiers with ring-resonator-enhanced pump power," IEEE J. Sel. Top. Quant., vol. 16, pp. 216-225, 2010.
- [17] I. D. Rukhlenko, C. Dissanayake, M. Premaratne, and G. P. Agrawal, "Optimization of raman amplification in silicon waveguide with finite facet reflectivities," IEEE J. Sel. Top. Quant., vol. 16, pp. 226-233, 2010.
- [18] J. F. McMillan, X. Yang, N. C. Panoiu, R. M. Osgood, and C. W. Wong, "Enhanced stimulated raman scattering in slow-light photonic crystal waveguides," Optics Letters, vol. 31, pp. 1235-1237, 2006.
- [19] D. R. Solli, P. Koonath, and B. Jalali, "Broadband Raman amplification in silicon," Appl. Phys. Lett., vol. 93, pp. 191105-1-191105-3, 2008.
- [20] S. Bakhshi, M. K. Moravvej-Farshi, and M. Ebnali-Heidari, "Proposal for enhancing the transmission efficiency of photonic crystal 60° waveguide bends by means of optofluidic infiltration," Appl. Opt., vol. 50, pp. 4048-4053, 2011.
- [21] S. Bakhshi, M. K. Moravvej-Farshi, and M. Ebnali-Heidari, "Design of an ultracompact low-power all-optical modulator by means of dispersion engineered slow light regime in a photonic crystal Mach-Zehnder interferometer," Appl. Opt., vol. 51, pp. 2687-2692, 2012.
- [22] A. Seyedfaraji and V. Ahmadi, "New design of ring-based raman amplifier using optofluidic materials," Optical Engineering, vol. 52, pp. 097103-1-097103-6, 2013.
- [23] R. Dekker, N. Usechak, M. Först, and A. Driessen, "Ultrafast nonlinear all-optical processes in silicon-on-insulator waveguides," J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 40, pp. R249-R271, 2007.
- [24] S. Keyvaninia, E. D. Ahmadi, F. Farman, R. Taghiabadi, and A. Bahrampour, "Gain variation of Raman amplifier in silicon micro-ring coupled resonator optical waveguides," Proc. SPIE, vol. 6998, pp. 699818-1-699818-8, 2008.
- [25] T. J. A. Kippenberg, "Nonlinear Optics in Ultra-high-Q Whispering-Gallery," Optical Microcavities, Ph.D thesis, California Institute of Technology, 2004.
- [26] Q. Lin, O. J. Painter, and G. P. Agrawal, "Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: modeling and applications," Optics Express, vol. 15, pp. 16604-16644, 2007.
- [27] J. K. Doyle, O. Cohen, M. R. Lee, O. Raday, S. Xu, V. Sih, H. Rong, and M. Paniccia, "Tunable ring resonators for silicon Raman laser and amplifier applications," Proc. SPIE, vol. 6896, pp. 68960Q-1-68960Q-9, 2008.
- [1] H. Rong, S. Xu, Y. H. Kuo, V. Sih, O. Cohen, O. Raday, and M. Paniccia, "Monolithic integrated ring resonator Raman silicon laser and amplifier," Proc. SPIE, vol. 6485, pp. 1-8, 2007.
- [2] B. Jalali, V. Raghunathan, and R. Shori, "Prospects of silicon Mid-IR raman lasers," IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, vol. 12, pp. 1618-1627, 2006.
- [3] C. Monat, B. Corcoran, D. Pudo, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, M. D. Pelusi, D. J. Moss, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O'Faolain, and T. F. Krauss, "Slow light enhanced nonlinear optics in silicon photonic crystal waveguides," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 16, pp. 344-356, 2010.
- [4] B. Corcoran, C. Monat, M. D. Pelusi, C. Grillet, T. P. White, L. O'Faolain, T. F. Krauss, B. J. Eggleton and D. J. Moss, "Optical signal processing on a silicon chip at 640Gb/s using slow-light," Opt. Express, vol. 18, pp. 7770-7781, 2010.
- [5] R. Claps, V. Raghunathan, D. Dimitropoulos, and B. Jalali, "Influence of nonlinear absorption on Raman amplification in silicon waveguides," Optics Express, vol. 12, pp. 2774-2780, 2004.
- [6] A. Liu, H. Rong, and M. Paniccia, "Net optical gain in a low loss silicon-on-insulator waveguide by stimulated Raman scattering," Optics Express, vol. 12, pp. 4261-4268, 2004.
- [7] I. D. Rukhlenko and M. Premaratne, "Spectral compression and group delay of optical pulses in silicon Raman amplifiers," Opt. Lett., vol. 35, pp. 3138-3140, 2010.
- [8] F. Kroeger, A. Rysanyanskiy, A. Baron, N. Dubreuil, P. Delaye, R. Frey, G. Roosen, and D. Peyrade, "Saturation of the Raman amplification by self-phase modulation in silicon nanowaveguides," Applied Physics Letter, vol. 96, pp. 241102-1-241102-3, 2010.
- [9] R. Claps, V. Raghunathan, O. Boyraz, P. Koonath, D. Dimitropoulos, and B. Jalali, "Raman amplification and lasing in SiGe waveguides," Optics Express, vol. 13, pp. 2459-2466, 2005.
- [10] A. Seidfaraji and V. Ahmadi, "Enhanced Raman amplification by photonic crystal based waveguide structure," ICTON, pp. 1-4, 2012.
- [11] A. Seyedfaraji and V. Ahmadi, "Improvement of Raman amplifier bandwidth by means of slow light in photonic crystal based waveguide structure," Opt Quant Electron, vol. 45, pp. 1237-1248, 2013.
- [12] Y. H. Hsiao, S. Iwamoto, and Y. Arakawa, "Design of Silicon Photonic Crystal Waveguides for High Gain Raman Amplification Using Two Symmetric Transvers-Electric-Like Slow-Light Modes," Japanese Journal of Applied Physics, vol. 52, 2013.
- [13] Y. H. Hsiao, S. Iwamoto, and Y. Arakawa, "Spontaneous and stimulated Raman scattering in silica-cladded silicon photonic crystal waveguides," Japanese Journal of Applied Physics, vol. 54, 2015.

Enhanced Raman Amplification in Hybrid Photonic Crystal Based Waveguide Structure by Using Optofluidic Materials

A. Seyed Faraji*, V. Ahmadi

Alzahra University

(Received: 14/08/2017, Accepted: 07/05/2018)

Abstract

In this paper, we propose a hybrid photonic crystal Raman amplifier structure which in this structure using engineered nanoholes filled with optofluidic material in the signal and pump paths, we reduce pump and signal group velocity to improve the structure and achieve larger Raman gain and bandwidth. Geometrical parameters are changed to obtain enhanced Raman amplification with a greater gain and broader bandwidth. The Maxwell equations are solved using finite difference time domain method considering two photon absorption, free carrier absorption, kerr effect and self phase modulation (SPM) effects. Finally, by injecting 3 pumps with appropriate wavelength and power into the Raman amplifier structure with amplification length of 350 μm , we increased the Raman gain to 10.06 dB and Raman bandwidth to 5.72 nm.

Keywords: Hybrid Photonic Crystal, Optofluidic Material, Raman Amplifier, Maxwell Equations

* Corresponding author E-mail: sfaraji@alzahra.ac.ir