

شبیه‌سازی پراکندگی رامان القایی در لیزر فیبری پرتوان دوغلافی آلئیده با ایتربیوم

مسلم جوادی منش^۱، مهدی قائد رحمتی^۲، جعفر بختیار شوهانی^۲، جلال جلالی^۲، مجتبی رحیمی^۲،
هادی نوذری^۲، محمد هاشمی^۲

چکیده

در این پژوهش با حل معادلات نرخ، اثر پراکندگی رامان القایی (SRS) در لیزر فیبری پیوسته پرتوان دوغلافی آلئیده با ایتربیوم بررسی شده است. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که با کاهش طول فیبر، کاهش بازتابندگی آینه عقب لیزر، کاهش غلظت یون آلئیده، کاهش طول موج پمپ، افزایش طول موج سیگنال و همچنین افزایش قطر هسته‌ی فیبر، آستانه توان پمپ برای تولید SRS افزایش می‌یابد. با بررسی نحوه‌ی پمپاژ و تاثیر آن بر آستانه SRS نشان داده می‌شود که پمپاژ از انتها موجب افزایش آستانه SRS خواهد شد. همچنین تأثیر بازتابندگی آینه‌ی خروجی لیزر بر آستانه توان پمپ بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد که برای فیبری با طول ۲۰ متر و قطر هسته‌ی ۲۰ میکرومتر، بازتابندگی بهینه خروجی لیزر برابر با ۴٪ خواهد بود.

واژه‌های کلیدی: لیزر فیبری، پراکندگی رامان القایی، ایتربیوم

۱. مقدمه

فونون‌های اپتیکی درون ماده است. فونون‌های اپتیکی، سیگنال لیزری را به صورت موج استوکس رامان با انرژی کمتر پراکنده می‌کنند. اختلاف انرژی به صورت گرما در فیبر ظاهر می‌شود. برخی از این امواج در طول فیبر و در جهت‌های جلو و عقب انتشار یافته و با گسیل القایی تقویت می‌شوند. در نهایت انرژی را از طول موج سیگنال لیزری به طول موج‌های بالاتر انتقال داده و باعث کاهش بازده لیزر فیبری می‌شود [۱، ۲].

همان‌طور که شکل (۱) نشان می‌دهد، اگر دو یا چند سیگنال با طول موج‌های مختلف وارد یک فیبر شوند،

در سال‌های اخیر لیزرهای فیبری پرتوان دو غلافی آلئیده با ایتربیوم بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند. پدیده‌های غیرخطی مانند پراکندگی رامان القایی^۲ (SRS)، توان خروجی لیزر را با محدودیت جدی مواجه می‌کنند. این پراکندگی ناکشسان القایی، حاصل برهمکنش بین پرتو انتشار یافته شده در فیبر با

(۱) مؤسسه دکتر اردشیر حسین پور. آدرس پست الکترونیک:

m.javadimanesh@gmail.com

(۲) مؤسسه دکتر اردشیر حسین پور.

۲. معادلات نرخ لیزر فیبری در حضور SRS

معادلات نرخ لیزر فیبری پیوسته با در نظر گرفتن اثر SRS، به صورت زیر بیان می‌شوند [۱، ۶، ۷].

(۱)

$$N_1(z) + N_2(z) = N$$

$$\pm \frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = \Gamma_p \cdot [(\sigma_a(\lambda_p) + \sigma_e(\lambda_p))N_2(z) - \sigma_a(\lambda_p)N] \cdot P_p^\pm(z) - \alpha_p P_p^\pm(z) \quad (2)$$

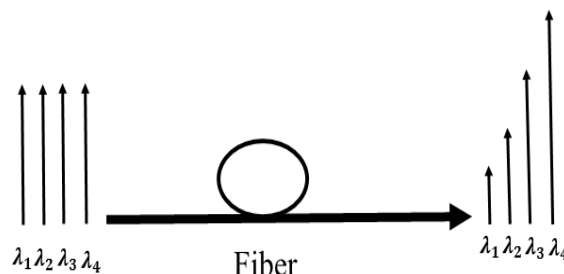
$$\pm \frac{dP_s^\pm(z)}{dz} = \Gamma_s \cdot [(\sigma_a(\lambda_s) + \sigma_e(\lambda_s))N_2(z) - \sigma_a(\lambda_s)N] \cdot P_s^\pm(z) - \alpha_s P_s^\pm(z) + \sigma_a(\lambda_s) \cdot N_2(z) \frac{hc^2}{\lambda_s^3} \Delta\lambda_s - \frac{\lambda_R}{\lambda_s} \frac{g_R}{A_{eff}} (P_R^+(z) + P_R^-(z)) P_s^\pm(z) \quad (3)$$

$$\pm \frac{dP_R^\pm(z)}{dz} = \Gamma_R \cdot [(\sigma_a(\lambda_R) + \sigma_e(\lambda_R))N_2(z) - \sigma_a(\lambda_R)N] \cdot P_R^\pm(z) - \alpha_R P_R^\pm(z) + \sigma_a(\lambda_R) \cdot N_2(z) \frac{hc^2}{\lambda_R^3} \Delta\lambda_R + \frac{g_R}{A_{eff}} (P_S^+(z) + P_S^-(z)) P_R^\pm(z) \quad (4)$$

$$\frac{N_2}{\tau} = \frac{\Gamma_p \lambda_p}{hcA} [\sigma_a(\lambda_p)N_1 - \sigma_e(\lambda_p)N_2] (P_p^+ + P_p^-) + \frac{\Gamma_s \lambda_s}{hcA} [\sigma_a(\lambda_s)N_1 - \sigma_e(\lambda_s)N_2] (P_s^+ + P_s^-) + \frac{\Gamma_R \lambda_R}{hcA} [\sigma_a(\lambda_R)N_1 - \sigma_e(\lambda_R)N_2] (P_R^+ + P_R^-) \quad (5)$$

در اینجا P_p^\pm ، P_s^\pm و P_R^\pm به ترتیب نشان‌دهنده‌ی توان سیگنال، پمپ و اولین مرتبه‌ی استوکس هستند. همچنین نماد \pm انتشار روبه جلو و عقب را نشان می‌دهد. کمیت N غلظت یون‌های ایتربوم و N_1 و N_2 به ترتیب چگالی جمعیت ترازهای پایه و برانگیخته را نشان می‌دهند. پارامتر α اتلاف زمینه در فیبر و σ_e و σ_a به ترتیب سطح مقطع‌های گسیل و جذب ایتربوم هستند. طول موج پمپ (λ_p) و سیگنال (λ_s) به ترتیب برابر با ۹۷۵nm و ۱۰۶۴nm است. بنابراین

اثر SRS باعث می‌شود که توان از سیگنال‌های با طول موج کمتر به سیگنال‌های با طول موج بیشتر انتقال یابد.



شکل ۱: تاثیر اثر رامان بر طول موج‌های تابش ورودی در یک فیبر

از دید مکانیک کوانتومی، در اثر رامان، انتقال دوگانه مولکولی-کوانتومی انجام می‌شود. در این انتقال، انرژی فوتون فرودی کاهش یافته و به تراز پایین‌تر انتقال می‌یابد. اختلاف انرژی، به شکل انرژی جنبشی به مولکول سیلیکا منتقل می‌شود. در نهایت این انرژی جنبشی منتقل شده به مولکول، پیوندهای مولکولی را تحت تاثیر خود قرار می‌دهد. سه فرآیند جذب فوتون فرودی، گسیل فوتون پراکنده شده و انتقال مولکول به حالت برانگیخته به طور همزمان در یک مرحله انجام می‌شوند [۳].

بسامد رامان به میزان ۱۳/۲ THz کمتر از بسامد سیگنال است. در نتیجه، توان سیگنال با افزایش توان پمپ به شکل قابل ملاحظه‌ای به توان ناخواسته با طول موج بالاتر تبدیل می‌شود [۴، ۵].

لیزرهای فیبری پیوسته پرتوان را می‌توان به دو دسته‌ی لیزرهای با طیف خروجی پهن و باریک تقسیم کرد. محدودیت غیرخطی در لیزر فیبری با پهنای باند طیفی زیاد، پراکندگی رامان القایی است [۴].

ما در این مقاله با حل معادلات نرخ لیزر فیبری در حضور پراکندگی رامان القایی، آستانه توان پمپ برای تولید SRS را بدست آورده و تاثیر پارامترهای مختلف فیبر را بر آن بررسی می‌کنیم.

می‌شود. در ادامه توان پمپ آستانه‌ی تولید SRS را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

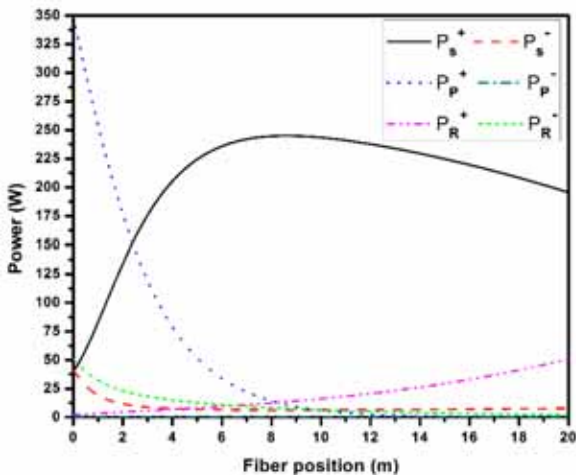
۳. نتایج شبیه‌سازی

شبیه‌سازی‌ها برای فیبری با قطر غلاف داخلی $200\ \mu\text{m}$ و روزنه‌ی عددی 0.5 برای هسته، انجام می‌شود. همچنین ضرایب اتلاف α_s و α_p به ترتیب برابر با 0.005 و 0.03 هستند. ضریب همپوشانی Γ طبق رابطه‌ی زیر بدست می‌آید [۸]:

$$\Gamma_k = \int_0^{2\pi} \int_0^b i_k(r, \phi) r dr d\phi \quad (7)$$

که در آن زیرنویس k بیانگر s ، p و R است که به ترتیب ضرایب همپوشانی سیگنال، پمپ و رامان هستند. شدت هر مد با I_k و شعاع ناحیه‌ی آلاییده شده با b نشان داده شده است.

برای فیبری با طول $20\ \text{m}$ و توان پمپ $350\ \text{W}$ ، تغییرات توان سیگنال لیزری، پمپ و SRS در طول فیبر مطابق با شکل (۲) است.



شکل ۲: تغییرات توان سیگنال، پمپ و SRS بر حسب مکان فیبر. P_s^\pm ، P_p^\pm و P_R^\pm به ترتیب نشان‌دهنده‌ی توان سیگنال، پمپ و اولین مرتبه‌ی استوکس هستند.

طول موج استوکس رامان برابر با $1117\ \text{nm}$ بدست می‌آید. در معادلات (۳) و (۴) اولین جمله مربوط به گسیل القایی یون ایتربیموم، جمله دوم اتلاف فیبر، جمله سوم مربوط به گسیل خودبخودی یون ایتربیموم و جمله آخر مربوط به SRS است. پهنای باند سیگنال و رامان ($\Delta\lambda_s$ و $\Delta\lambda_R$) به ترتیب برابر با 2 و 5 نانومتر است. پارامتر c سرعت نور در خلأ، τ طول عمر تراز برانگیخته و h ثابت پلانک است. پارامتر A نیز مساحت آلاییده شده با ایتربیموم و Γ_p ، Γ_s ، Γ_R ضریب همپوشانی بین پمپ (سیگنال، موج استوکس) و ناحیه‌ی آلاییده شده است. A_{eff} مساحت مدی مؤثر وابسته به سیگنال و موج استوکس است که به قطر هسته و دهانه‌ی عددی فیبر وابسته است. از آنجا که تولید موج استوکس معمولاً در قله‌ی بهره‌ی رامان اتفاق می‌افتد، بنابراین فقط قله‌ی بهره در نظر گرفته می‌شود که برای طول موج $1/0\ \mu\text{m}$ بهره برابر با $g_R = 0.98 \times 10^{-13}\ \text{m/W}$ است [۶].

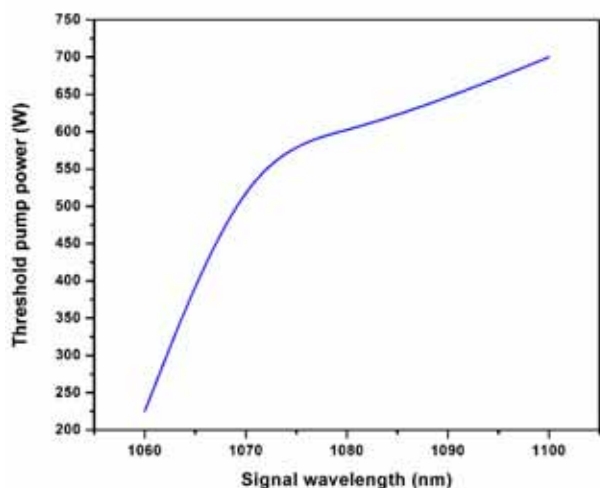
شرایط مرزی مربوط به معادلات (۱) تا (۵) به صورت زیر است [۱، ۶، ۷].

$$\begin{aligned} P_s^+(0) &= R_{s0} P_s^-(0) \\ P_s^-(L) &= R_{sL} P_s^+(L) \\ P_p^+(0) &= P_{p0} + R_{p0} P_p^-(0) \\ P_p^-(L) &= P_{pL} + R_{pL} P_p^+(L) \\ P_R^+(0) &= R_{R0} P_R^-(0) \\ P_R^-(L) &= R_{RL} P_R^+(L) \end{aligned} \quad (6)$$

که در آن $(R_{R0}, R_{s0})R_{p0}$ و $(R_{RL}, R_{sL})R_{pL}$ به ترتیب برابر با ضریب بازتاب در طول موج دمش (سیگنال، رامان) در ابتدا ($z=0$) و انتهای فیبر ($z=L$) هستند.

معادلات (۱) تا (۵) با استفاده از شرایط مرزی (۶) و روش رانگ-کوتای مرتبه ۴ حل شده و توان خروجی لیزر پرتوان دوغلافی آلاییده با ایتربیموم محاسبه

نشان می‌دهد که به منظور توقف SRS، درصد زیادی از توان پمپ ورودی باید از انتها ($Z=L$) وارد فیبر شود. تغییرات توان آستانه SRS نسبت به طول موج سیگنال خروجی لیزر در شکل (۴) نشان داده شده است.



شکل ۴: تغییرات آستانه‌ی توان پمپ نسبت به طول موج سیگنال خروجی لیزر

هنگامی که طول موج سیگنال لیزری از 1060nm تا 1100nm تغییر می‌کند، تغییرات طول موج رامان از 1111nm تا 1155nm خواهد بود. این جابجایی طول موج باعث کاهش ۵۰٪ سطح مقاطع جذب و گسیل یون‌های ایتربیوم می‌شود. بنابراین همان‌طور که شکل (۴) نشان داده است، آستانه‌ی توان پمپ تولید SRS با افزایش طول موج سیگنال لیزری، افزایش می‌یابد. اگرچه افزایش طول موج سیگنال باعث توقف SRS می‌شود، اما این افزایش موجب کاهش بازده کوانتومی و افزایش گرما در فیبر خواهد شد.

تغییرات توان خروجی لیزر با طول موج 1064nm نسبت به توان ورودی به ازای دو طول موج پمپ 915nm و 975nm در شکل (۵) نشان داده شده است.

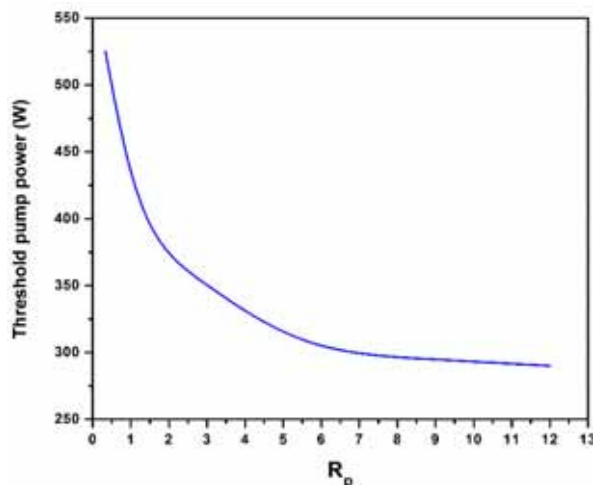
در دو انتهای فیبر، توان SRS تا 50W افزایش می‌یابد. تقویت توان SRS، باعث کاهش توان سیگنال در انتهای فیبر می‌شود. این کاهش باعث می‌شود که ۲۵٪ از توان سیگنال لیزری به SRS تبدیل شود.

در لیزر فیبری پرتوان، توان پمپی را که به ازای آن، توان سیگنال لیزر خروجی شروع به کاهش می‌کند، آستانه توان پمپ برای تولید SRS می‌گویند [۶].

در ادامه، تغییرات آستانه توان پمپ را نسبت به پارامترهای فیبر و منبع پمپ مورد بررسی قرار داده‌ایم. به منظور بررسی تاثیر نحوه‌ی پمپ بر آستانه‌ی توان SRS، پارامتر R_p را به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

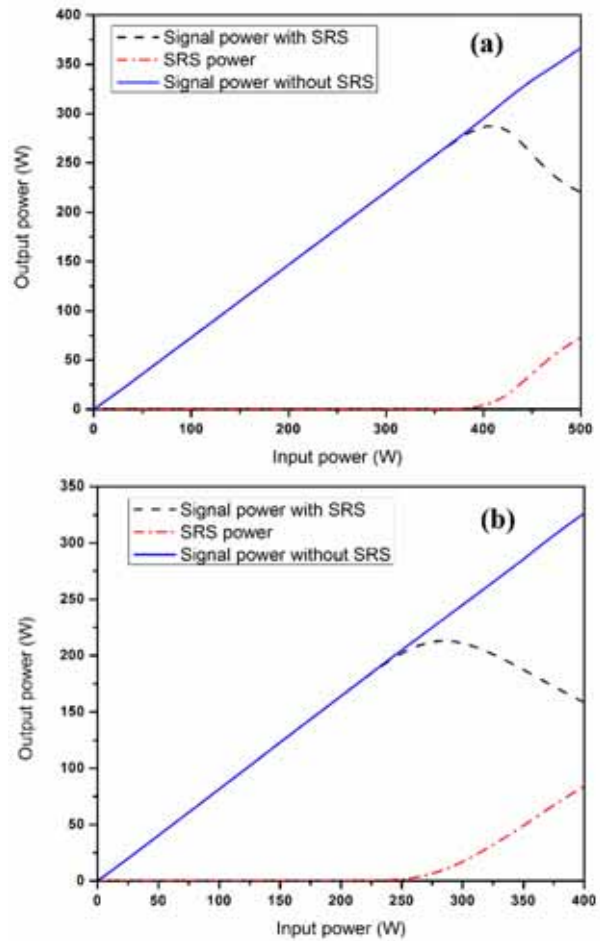
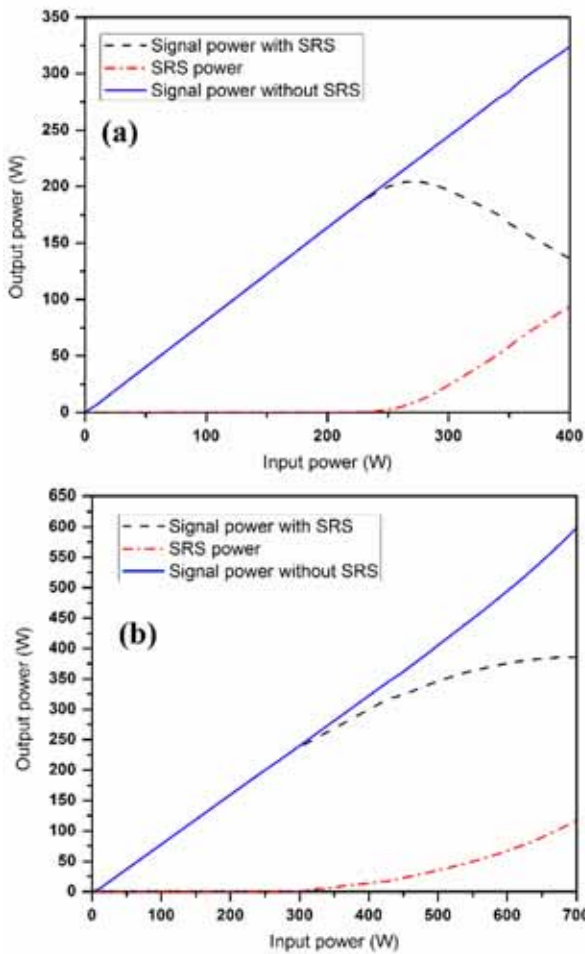
$$R_p = \frac{P_p(z=0)}{P_p(z=L)} \quad (۸)$$

که به صورت نسبت توان پمپ در ابتدای فیبر ($z=0$) به توان پمپ در انتهای فیبر ($z=L$) تعریف می‌شود. تغییرات آستانه توان پمپ تولید SRS بر حسب R_p در شکل (۳) نشان داده شده است.



شکل ۳: تغییرات آستانه توان پمپ تولید SRS بر حسب نسبت توان پمپ ورودی از جلو ($z=0$) به توان پمپ ورودی از انتها (R_p) ($z=L$)

طبق شکل، با افزایش R_p از ۱ به ۱۲، آستانه توان پمپ به میزان ۴۲٪ کاهش می‌یابد. این کاهش قابل توجه



شکل ۵: تغییرات توان خروجی بر حسب توان ورودی در طول موج سیگنال لیزری برابر با 1064 nm برای (a) $\lambda_p=915nm$ و (b) $\lambda_p=975nm$

شکل ۶: تغییرات توان خروجی بر حسب توان ورودی برای (a) $dc=20\mu m, L=20m$ و (b) $dc=40\mu m, L=20m$.

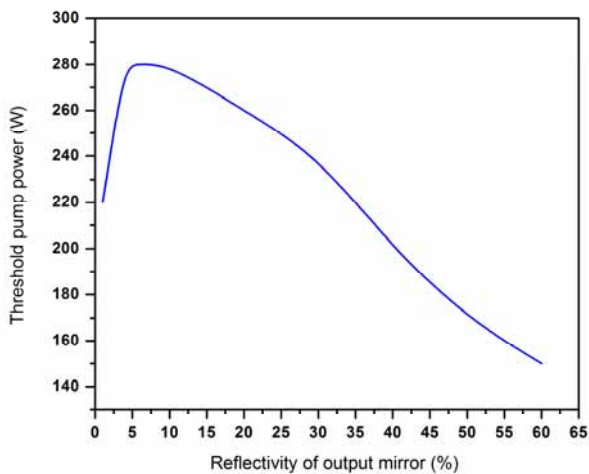
با افزایش قطر هسته‌ی فیبر از ۲۰ به ۴۰ میکرومتر، آستانه‌ی توان پمپ از ۲۵۰ به ۳۵۰ وات افزایش می‌یابد. بنابراین برای کاهش اثر SRS می‌توان قطر هسته‌ی فیبر را افزایش داد. تغییر توان خروجی لیزر بر حسب توان ورودی برای فیبری با طول ۳۰ متر و شعاع هسته ۲۰ μm در شکل (۷) نشان داده شده است.

با افزایش طول موج پمپ از ۹۱۵nm به ۹۷۵nm، آستانه توان پمپ تولید SRS از ۴۰۰W به ۲۷۵W کاهش می‌یابد.

اگرچه کاهش طول موج پمپ باعث جلوگیری از SRS می‌شود، اما کاهش ۱۰٪ بازدهی اپتیکی لیزر را به همراه خواهد داشت.

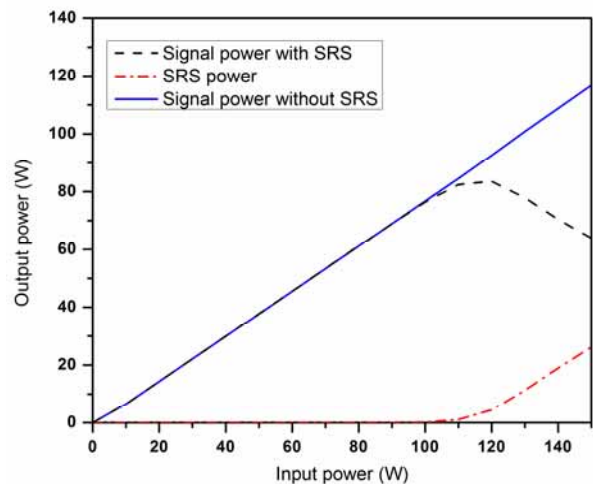
نمودار شکل (۶) تغییرات توان خروجی بر حسب توان ورودی را برای فیبری با طول ۲۰ متر (L) و قطر هسته ۲۰ و ۴۰ میکرومتر (dc) نشان می‌دهد.

غلظت $1 \times 10^{25} \text{ ions/m}^3$ افزایش می‌یابد. بنابراین می‌توان گفت که غلظت یون آلاینده شده در هسته‌ی فیبر تأثیر بسیاری در آستانه‌ی توان پمپ SRS دارد. در نتیجه با کاهش غلظت ایتربیوم در هسته فیبر، می‌توان اثر SRS را کاهش داد. در ادامه، تغییرات توان SRS نسبت به بازتابندگی در آینه‌ی خروجی و عقبی لیزر را مورد بررسی قرار داده‌ایم. تغییرات آستانه توان پمپ نسبت به بازتابندگی آینه خروجی ($z = L$) در شکل (۹) نشان داده شده است.



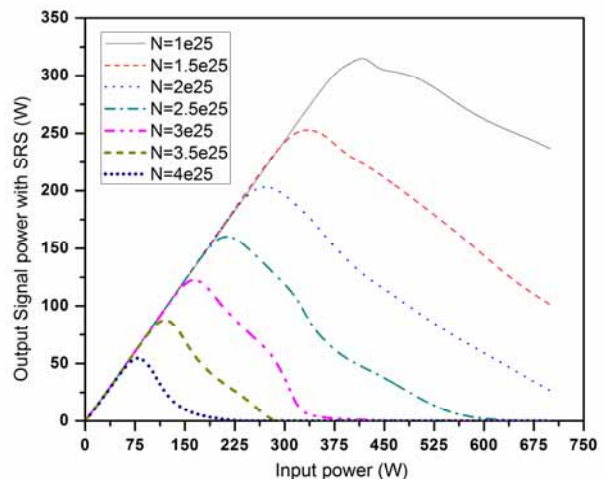
شکل ۹: تغییرات آستانه‌ی توان پمپ نسبت به بازتابندگی آینه خروجی

بر اساس شکل (۹)، تغییرات آستانه‌ی توان پمپ نسبت به بازتابندگی آینه خروجی دارای یک نقطه بیشینه است. این نقطه‌ی بیشینه برای فیبری با طول ۲۰ متر و قطر هسته ۲۰ میکرومتر برابر با ۴٪ است. به منظور بررسی بیشتر، تغییر آستانه‌ی توان پمپ را نسبت به بازتابندگی آینه عقب ($z = 0$) بررسی کرده‌ایم. نتایج این بررسی در شکل (۱۰) نشان داده شده است.



شکل ۷: تغییرات توان خروجی بر حسب توان ورودی برای $d_c=20\mu\text{m}$ ، $L=30\text{m}$

بر اساس شکل (۷)، با افزایش طول فیبر، آستانه‌ی توان پمپ برای تولید SRS کاهش می‌یابد. این کاهش توان از ۲۵۰ به ۱۵۰ وات متناظر با افزایش طول فیبر از ۲۰ به ۳۰ متر است. شکل (۸) تغییرات توان سیگنال خروجی را نسبت به توان ورودی به ازای آلاینده‌ی‌های مختلف نشان می‌دهد.



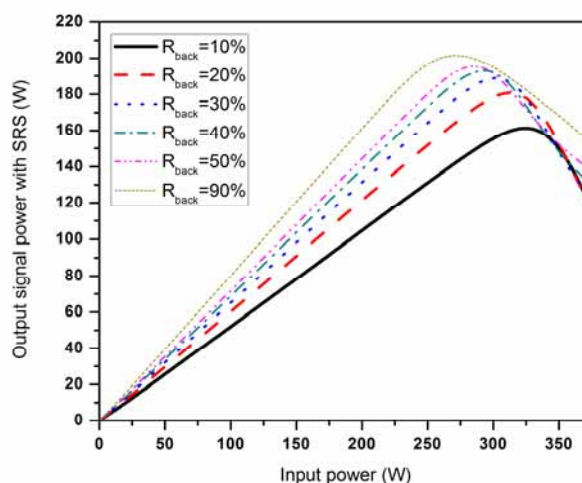
شکل ۸: تغییرات توان سیگنال خروجی نسبت به توان ورودی به ازای آلاینده‌ی‌های مختلف

همانطور که پیداست، آستانه‌ی توان پمپ از ۷۵ وات برای غلظت $4 \times 10^{25} \text{ ions/m}^3$ به ۴۱۲ وات برای

فنون‌های اپتیکی و کاهش بهره رامان القایی. طبق شبیه‌سازی‌های انجام شده، در رژیم پمپاژ از انتها، می‌توان اثر SRS را تا حدود زیادی متوقف کرد. همچنین با بررسی تأثیر بازتابندگی آینه‌ی خروجی لیزر بر توان SRS، این نتیجه به دست آمد که تغییرات آستانه‌ی توان پمپ SRS نسبت به بازتابندگی خروجی لیزر دارای یک نقطه بهینه است.

مراجع

- [1] Wang, Y., C.-Q. Xu, and H. Po, *Analysis of Raman and thermal effects in kilowatt fiber lasers*. Optics communications, 2004. **242**(4): p. 487-502.
- [2] Zhang, Z., et al., *Numerical analysis of stimulated inelastic scatterings in ytterbium-doped double-clad fiber amplifier with multi-nanosecond duration and multi-hundred-kW peak-power output*. Optics Communications, 2009. **282**(6): p. 1186-1190.
- [3] Kobayakov, A., M. Sauer, and D. Chowdhury, *Stimulated Brillouin scattering in optical fibers*. Advances in optics and photonics, 2010. **2**(1): p. 1-59.
- [4] Dawson, J.W., et al., *Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power*. Optics express, 2008. **16**(17): p. 13240-13266.
- [5] Zervas, M.N. and C.A. Codemard, *High power fiber lasers: a review*. IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, 2014. **20**(5): p. 219-241.
- [6] Zhang, T., et al. *An optimization of Raman effects in tandem-pumped Yb-doped kilowatt fiber amplifiers*. in *International Conference on Optical and Photonic Engineering (icOPEN2015)*. 2015. International Society for Optics and Photonics.
- [7] Wang, Y., *Stimulated Raman scattering in high-power double-clad fiber lasers and power amplifiers*. Optical Engineering, 2005. **44**(11): p. 114202-114202-12.
- [8] Giles, C.R. and E. Desurvire, *Modeling erbium-doped fiber amplifiers*. Journal of lightwave technology, 1991. **9**(2): p. 271-283.



شکل ۱۰: تغییر آستانه‌ی توان پمپ نسبت به بازتابندگی آینه عقب لیزر

همان‌طور که مشاهده می‌شود، افزایش ضریب بازتابندگی آینه‌ی عقب باعث کاهش آستانه‌ی توان پمپ برای تولید SRS می‌شود. از طرفی با کاهش بازتابندگی آینه‌ی عقب، توان خروجی لیزر به اندازه ۴۰ وات کاهش می‌یابد. این در حالی است که آستانه‌ی توان پمپ به اندازه ۵۰ وات افزایش می‌یابد. از آنجا که بازده‌ی توان خروجی، با افزایش بازتابندگی آینه‌ی عقب افزایش می‌یابد، بنابراین انتخاب بازتابندگی بالا برای آینه عقب لیزر، انتخاب درست و بهینه‌ای است.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله اثر پراکندگی رامان القایی را در لیزر فیبری دوغلافی پرتوان آلاییده با ایتربوم، شبیه‌سازی کرده‌ایم و تأثیر پارامترهای مختلف بر توان SRS را مورد بررسی قرار داده‌ایم. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که توان پمپ آستانه‌ی تولید SRS با افزایش شعاع هسته فیبر، افزایش طول موج سیگنال، کاهش طول موج پمپ، کاهش طول فیبر، کاهش غلظت ایتربوم و کاهش بازتابندگی آینه‌ی عقب لیزر، افزایش می‌یابد. دلیل فیزیکی افزایش توان پمپ آستانه دو مورد می‌باشد: کاهش برهمکنش پرتو منتشر شده با