

تحلیل مدولاسیون خود-فاز در موجبر شیاری فوتونیک سیلیکونی

امیر حبیب‌زاده شریف

استادیار دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی سهند تبریز، sharif@sut.ac.ir

چکیده - تحلیل غیرخطی انتشار پالس نوری و پدیده مدولاسیون خود-فاز (SPM) در موجبر شیاری فوتونیک سیلیکونی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. زیرا، این موجبر از شدت نور بالایی برخوردار بوده و در محل شیاری آن می‌توان از مواد غیرخطی قوی استفاده کرد. بنابراین، در این مقاله، فرمولاسیون تحلیل غیرخطی انتشار پالس نوری و پدیده مدولاسیون خود-فاز در موجبر شیاری فوتونیک سیلیکونی پایه‌ریزی شده و معادله شرودینگر غیرخطی اصلاح‌شده (Modified NLSE) با در نظر گرفتن اثرات پاشیدگی سرعت گروه (GVD)، کر (Kerr) و جذب دو-فوتونی (TPA) بدست آمده است. سپس، از روش فوریه دو مرحله‌ای (SSFM) به عنوان یک روش عددی پایدار و سریع به منظور حل این معادله استفاده شده است. اثرات افزایش توان متوسط پالس ورودی و طول موجبر نیز بررسی شده‌اند. کلید واژه- انتشار پالس نوری، فوتونیک سیلیکونی، مدولاسیون خود-فاز، معادله شرودینگر غیرخطی، موجبر شیاری.

پدیده جذب دو-فوتونی موجب ایجاد وابستگی خطی ضریب جذب ماده نسبت به شدت میدان نوری I می‌شود [۱ و ۲]:

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \beta_{TPA} I \quad (3)$$

ضریب جذب دو-فوتونی β_{TPA} با بخش موهومی $\chi^{(3)}$ متناسب بوده و در دستگاه SI عبارتست از [۲]:

$$\beta_{TPA} = \left(3\pi\chi_{lm}^{(3)} \right) / \left(c\epsilon_0\lambda n_0^2 \right) \quad (4)$$

که در آن، c سرعت فوتون، λ طول موج فوتون و n_0 ضریب شکست خطی ماده می‌باشد.

از طرفی، الکترون‌ها و حفره‌های تولید شده توسط پدیده جذب دو-فوتونی موجب وقوع پدیده‌هایی با عنوان جذب ناشی از حامل آزاد و تغییر ضریب شکست ناشی از حامل آزاد می‌شوند. به این پدیده‌ها اثر پاشیدگی پلاسمایی حامل آزاد گفته می‌شود [۴].

تغییرات ضریب شکست مختلط ناشی از اثر پاشیدگی پلاسمایی حامل آزاد در طول موج 1550 nm را می‌توان توسط معادلات تجربی زیر بیان کرد [۱، ۲ و ۵]:

$$\Delta\alpha_{FCA} = + \left[8.5 \times 10^{-18} \Delta N_e + 6.0 \times 10^{-18} \Delta N_h \right] \quad (5)$$

$$\Delta n_{FCI} = - \left[8.8 \times 10^{-22} \Delta N_e + 8.5 \times 10^{-18} \Delta N_h^{0.8} \right] \quad (6)$$

که در آنها، ΔN_e و ΔN_h به ترتیب بیانگر تغییرات غلظت الکترون‌ها و حفره‌ها می‌باشند. مطابق این روابط، با افزایش چگالی حامل‌های آزاد، میزان جذب ماده افزایش یافته و ضریب شکست خطی آن کاهش می‌یابد [۲ و ۶].

۱- مقدمه

تحقق مدارهای مجتمع نوری و پردازش سیگنال تمام-نوری با استفاده از فناوری فوتونیک سیلیکونی، مستلزم طراحی قطعات فوتونیک مبتنی بر فناوری CMOS و مجتمع‌سازی آنها بر روی یک ویفر SOI است. یکی از روش‌های تحقق قطعات فعال تمام-نوری، استفاده از پالس‌های کوتاه نوری و ویژگی‌های غیرخطی موجبرهای سیلیکونی، مثل اثرات غیرخطی کر نوری و جذب دو-فوتونی است.

اثر کر نوری عامل وابستگی ضریب شکست ماده به شدت نور است [۱ و ۲]:

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (1)$$

ضریب شکست غیرخطی n_2 در رابطه (۱) متناسب با بخش حقیقی قابلیت الکتریکی مرتبه سوم $\chi^{(3)}$ بوده و در دستگاه SI عبارتست از [۳]:

$$n_2 = \left(3\chi_{Re}^{(3)} \right) / \left(4c\epsilon_0 n_0^2 \right) \quad (2)$$

یکی از نتایج اثر کر نوری، پدیده مدولاسیون خود-فاز است. از این اثر، که ناشی از انتشار یک پالس نوری با شدت بالا در موجبر و متعاقب آن، تغییر ضریب شکست موجبر می‌باشد، می‌توان به منظور طراحی مدولاتورهای تمام-نوری استفاده کرد. با انتشار پالس‌های نوری کوتاه با توان بالا در موجبرهای سیلیکونی، حامل‌های آزاد از طریق فرآیند جذب دو-فوتونی تولید می‌شوند. با در نظر گرفتن α_0 به عنوان ضریب جذب خطی،

جمله آخر سمت راست معادله (۷) بیانگر اثر کر بوده و γ_{NL} به عنوان پارامتر غیرخطی موجبر عبارتست از [۸، ۱۰ و ۱۱]:

$$\gamma_{NL} = k_0 n_2 / A_{eff} \quad (9)$$

که $k_0 = \omega_0 \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 2\pi/\lambda_0$ و A_{eff} به ترتیب، عدد موج فضای آزاد و سطح مؤثر برهمکنش غیرخطی مرتبه سوم موجبر هستند [۸، ۱۰ و ۱۲].

پدیده جذب دو-فوتونی موجب کاهش دامنه میدان الکتریکی و در نتیجه، کاهش شدت نور در امتداد موجبر شده و معادله آن عبارتست از [۱۳]:

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -\frac{\beta_{TPA}}{2A_{eff}} |A(z, t)|^2 A(z, t) \quad (10)$$

از طرفی، معادله تغییرات مکانی پوش پالس ناشی از پدیده جذب ناشی از حامل آزاد به صورت زیر است [۲ و ۱۳]:

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -\frac{n_0}{n_{eff}} \cdot \frac{\Delta \alpha_{FCA}}{2} A(z, t) \quad (11)$$

که $n_{eff} = \beta_0/k_0$ ضریب شکست مؤثر موجبر است. مطابق معادله (۱۱)، پدیده جذب ناشی از حامل آزاد نیز مشابه پدیده جذب دو-فوتونی کاهش دامنه میدان الکتریکی و در نتیجه، کاهش شدت نور را در پی دارد.

معادله تغییرات مکانی پوش پالس مربوط به پدیده تغییر ضریب شکست ناشی از حامل آزاد نیز عبارتست از [۱۳]:

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = j \frac{n_0}{n_{eff}} \cdot \frac{\omega_0}{c} \Delta n_{FCI} A(z, t) \quad (12)$$

حال با جمع جملات سمت راست روابط (۷) و (۱۰) تا (۱۲) و با در نظر گرفتن جملات مرتبه بالاتر پاشیدگی داریم:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = & j \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j^n \beta_n}{n!} \frac{\partial^n A(z, t)}{\partial t^n} \\ & - \frac{\alpha_0}{2} A(z, t) \\ & - \frac{n_0}{n_{eff}} \cdot \frac{\Delta \alpha_{FCA}}{2} A(z, t) \\ & + j \frac{n_0}{n_{eff}} \cdot \frac{\omega_0}{c} \Delta n_{FCI} A(z, t) \\ & + j \gamma_{NL} |A(z, t)|^2 A(z, t) \\ & - \frac{\beta_{TPA}}{2A_{eff}} |A(z, t)|^2 A(z, t) \end{aligned} \quad (13)$$

معادله (۱۳) قادر به توصیف تمامی پدیده‌های خطی و غیرخطی انتشار پالس نوری در موجبرهای فوتونیک سیلیکونی بوده و به معادله شرودینگر غیرخطی اصلاح شده مشهور است.

بهره‌برداری از اثرات غیرخطی در مدارهای مجتمع نوری به منظور تحقق قطعات فعال، مثل مدولاتور تمام-نوری، مستلزم انتخاب یک زیرساخت موجبری مناسب، مثل موجبر شیاری استریپی [۷] است. این موجبر مطابق شکل ۱، از دو هسته با ضریب شکست بالا از جنس سیلیکون، یک شیاری با ضریب شکست پایین از جنس ماده‌ای سازگار با فناوری CMOS، یک پوسته با ضریب شکست پایین از جنس سیلیکا یا هوا و یک زیرلایه اکسید مدفون با ضریب شکست پایین تشکیل شده است. مود مطلوب این موجبر در برهمکنش غیرخطی، مود اصلی quasi-TE است. زیرا، در این مود شدت نور قابل توجهی در محل شیاری موجبر حاصل می‌شود [۷]. از طرفی، این ناحیه را می‌توان توسط مواد غیرخطی قوی مثل سیلیکای دوپ شده با نانوکریستال‌های سیلیکونی (Si-nc:SiO₂) پر کرد و از اثرات غیرخطی کر نوری و جذب دو-فوتونی بهره‌برداری نمود [۸].

۲- فرمولاسیون تحلیل غیرخطی انتشار پالس

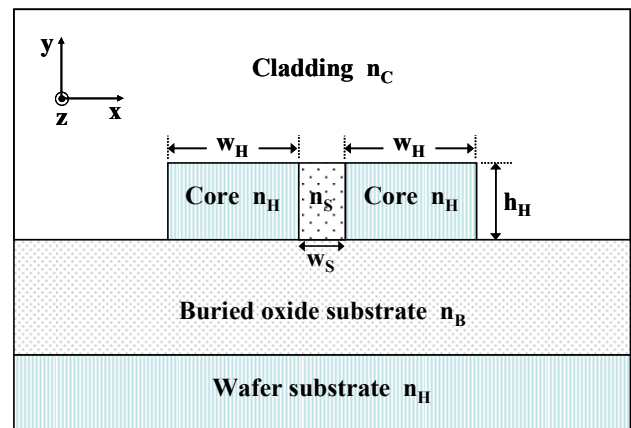
برای توصیف انتشار پالس‌های نوری با شدت بالا در امتداد z و در حوزه زمان (t) ، از معادله شرودینگر غیرخطی، که به صورت زیر بیان شده است، استفاده می‌شود [۹]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{j\beta_2}{2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\alpha_0}{2} A + j\gamma_{NL} |A|^2 A \quad (7)$$

که $A(z, t)$ پوش کند-تغییر پالس است. β_n نیز مطابق رابطه زیر، مشتق مرتبه n ام ثابت انتشار β نسبت به فرکانس زاویه‌ای ω در فرکانس زاویه‌ای مرکزی ω_0 است [۹]:

$$\beta_n = \left(\frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_0}; \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (8)$$

با توجه به فرض بی‌اتلاف بودن موجبرها، در این مقاله از ضریب جذب خطی ماده، یعنی α_0 ، صرف نظر می‌شود.



شکل ۱: موجبر شیاری استریپی در فوتونیک سیلیکونی [۷]

۳- نتایج شبیه‌سازی

در این بخش، نتایج شبیه‌سازی‌های انتشار پالس نوری در دو موجبر شیاری غیرخطی ارائه می‌شوند. منبع نوری بکار رفته در شبیه‌سازی‌ها، لیزری با عرض پالس $T_0 = 70$ fs و نرخ تکرار $f_{rep} = 82$ MHz در طول موج $\lambda_0 = 1550$ nm بوده و از شکل پالس سکانت هیپربولیک به عنوان پالس ورودی استفاده می‌شود. موجبرهای شیاری فوتونیک سیلیکونی در طول موج‌های پنجره سوم مخابراتی دارای جذب خطی و پاشیدگی مراتب بالای ناچیزی هستند. از طرفی، در صورت استفاده از پالس‌های زمانی کوتاه، در معادله شرودینگر غیرخطی اصلاح‌شده (۱۳) می‌توان از پدیده‌های جذب ناشی از حامل آزاد و تغییر ضریب شکست ناشی از حامل آزاد به‌ترتیب در مقایسه با پدیده‌های غیرخطی جذب دو-فوتونی و کر نوری صرف‌نظر نمود [۱۴ و ۱۵].

معادله شرودینگر غیرخطی اصلاح‌شده، یک معادله مشتقات جزئی غیرخطی بوده و برای حل آن می‌توان از روش‌های عددی مثل تفاضل متناهی حوزه زمان (FDTD)، روش‌های اختلالی، طرح‌های رانج-کوتا و روش فوریه دو مرحله‌ای [۹] استفاده کرد. با توجه به پایداری ذاتی و سرعت محاسباتی بالای روش فوریه دو مرحله‌ای، در این مقاله از این روش استفاده شده است.

۳-۱- بررسی تأثیر توان متوسط پالس ورودی

مشخصات موجبر شیاری استریپی تحلیل شده در این بخش عبارتند از: $h_H = 300$ nm, $w_S = 17$ nm, $w_H = 180$ nm, $n_2 = 10^{-17}$ m²/W, $n_S = 1.46$, $n_B = n_C = 1.44$, $n_H = 3.48$ و $\beta_{TPA} = 6 \times 10^{-12}$ (m/W). برای این موجبر $A_{eff} = 0.0359$ μ m² و $\gamma_{NL} = 1128.1093$ (W-m)⁻¹ است.

طول پاشیدگی موجبر را می‌توان بر حسب عرض پالس تابشی و پاشیدگی مرتبه دوم موجبر تعریف نمود:

$$L_D = T_0^2 / |\beta_2| \quad (14)$$

علامت‌های مثبت و منفی β_2 ، به‌ترتیب بیانگر رژیم‌های پاشیدگی عادی و پاشیدگی غیرعادی موجبر می‌باشند. در رژیم پاشیدگی عادی که در شبیه‌سازی‌های این مقاله در نظر گرفته شده، مؤلفه‌های فرکانس بالای (متماثل به رنگ آبی) پالس نوری کندتر از مؤلفه‌های فرکانس پایین (متماثل به رنگ قرمز) همان پالس منتشر می‌شوند. در رژیم پاشیدگی غیرعادی، خلاف این رفتار رخ می‌دهد.

محاسبه تقریبی طول پاشیدگی این موجبر به ازای طول موج مرکزی $\lambda_0 = 1550$ nm نتیجه $L_D = 1$ m را حاصل می‌کند.

طول فیزیکی L_{wg} این موجبر نیز به اندازه 1 mm فرض می‌شود. طول غیرخطی موجبر نیز بر حسب پارامتر غیرخطی موجبر و توان پیک پالس ورودی، یعنی P_0 ، تعریف می‌شود:

$$L_{NL} = 1 / (\gamma_{NL} P_0) \quad (15)$$

شبیه‌سازی انتشار پالس در این موجبر به ازای مقادیر مختلف توان متوسط پالس ورودی با در نظر گرفتن پدیده‌های پاشیدگی سرعت گروه، کر نوری و جذب دو-فوتونی انجام شده و نتایج آن در شکل ۲ نشان داده شده‌اند. به ازای مقادیر توان متوسط پالس ورودی $P_{ave} = 25$ μ W, 50 μ W, 100 μ W مقادیر $L_{NL} = 203.5264$ μ m, 101.7632 μ m, 50.8816 μ m حاصل می‌شوند. بنابراین، با توجه به $L_D = 1$ m, $L_D = L_{NL} \gg 1$ می‌باشد که به این حالت، رژیم غالب غیرخطی گفته می‌شود.

بدین ترتیب، منحنی‌های خط-نقطه رسم شده در شکل ۲(الف) و (ج)، مجذور پالس ورودی در حوزه زمان یعنی $\text{sech}^2(\tau)$ بوده و منحنی‌های خط-نقطه رسم شده در شکل ۲(ب) و (د)، مجذور تبدیل فوریه آن، یعنی $\pi^2 \text{sech}^2(\pi^2 f)$ می‌باشند. کمیت زمان نرمالیزه شده τ نیز به صورت زیر تعریف شده است:

$$\tau = (t - \beta_1 z) / T_0 \quad (16)$$

منحنی‌های شکل ۲ حاکی از برقراری تساوی پارسوال بین انرژی پالس‌های ورودی و خروجی در حوزه‌های زمان و فرکانس هستند. همچنین، در حالتی که فقط پدیده‌های پاشیدگی سرعت گروه و کر نوری در نظر گرفته شده‌اند، موجبر فاقد مکانیزم تلفاتی بوده و از اینرو، تساوی بین انرژی پالس‌های ورودی و خروجی در هر دو حوزه زمان و فرکانس برقرار است.

مطابق منحنی‌های شکل ۲(الف)، به ازای هر سه مقدار P_{ave} تغییرات بسیار کمی در پروفیل توان نرمالیزه پالس خروجی موجبر ایجاد می‌شود. بدیهی است که این تغییرات ناچیز مستقل از اثر کر نوری بوده و ناشی از پدیده پاشیدگی سرعت گروه هستند. در واقع، انتظار از پدیده پاشیدگی سرعت گروه، افزایش عرض پالس در حوزه زمان است، ولی با توجه به $L_{wg} \ll L_D$ پدیده پاشیدگی سرعت گروه مجال تأثیرگذاری نداشته و بنابراین، پروفیل توان نرمالیزه پالس خروجی موجبر به ازای هر سه مقدار P_{ave} ، تقریباً با پروفیل توان نرمالیزه پالس ورودی یکسان است.

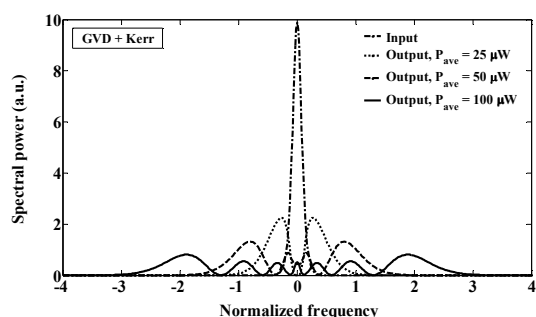
از طرفی، مطابق منحنی‌های شکل ۲(ب) و (د)، با افزایش P_{ave} ، پهن‌شدگی طیفی بیشتری نیز حاصل می‌شود. این رفتار با توجه به $L_{NL} < L_{wg} \ll L_D$ ناشی از اثر کر نوری است. در واقع، با افزایش P_{ave} ، توان پیک P_0 به ازای T_0 و f_{rep} ثابت افزایش یافته

این افت دامنه و توان و پهن‌شدگی زمانی پالس‌های خروجی، با افزایش توان متوسط پالس ورودی، شدیدتر می‌شوند.

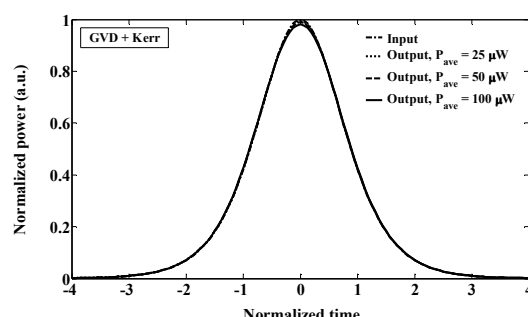
در نهایت، با مقایسه منحنی‌های شکل ۲(ب) با منحنی‌های شکل ۲(د) متوجه کاهش پهن‌شدگی طیفی پالس و در نتیجه، تضعیف پدیده مدولاسیون خود-فاز در حالت در نظر گرفتن پدیده جذب دو-فوتونی به ازای مقادیر یکسان توان متوسط ورودی می‌شویم. این رفتار را نیز می‌توان این‌گونه استدلال نمود که پدیده جذب دو-فوتونی به دلیل افزایش تلفات جذبی، موجب کاهش توان انتشاری متوسط پالس شده و از اینرو، P_0 به ازای T_0 و f_{rep} ثابت، کاهش می‌یابد. بنابراین، به ازای γ_{NL} ثابت، L_{NL} موجب افزایش می‌یابد. در نتیجه، نسبت L_{log} به L_{NL} کاهش یافته و از اینرو، تأثیر پدیده کر نوری کاهش می‌یابد. بنابراین، به ازای مقادیر یکسان توان متوسط ورودی در مقایسه با حالت بدون در نظر گرفتن پدیده جذب دو-فوتونی، شاهد کاهش پهن‌شدگی طیفی پالس هستیم. در واقع، کاهش توان انتشاری متوسط پالس، موجب کاهش شدت نور ناحیه شیار موجبر شده و در نتیجه، با توجه به رابطه (۱)، تأثیر عبارت $n_2 I$ کاهش یافته و از اینرو، پدیده مدولاسیون خود-فاز ناشی از اثر کر نوری، ضعیف‌تر شده و در نهایت، پهنای طیفی پالس توان کاهش یافته و تعداد مؤلفه‌های فرکانسی آن کمتر می‌شوند.

و در نتیجه، L_{NL} به ازای γ_{NL} ثابت، کاهش می‌یابد. بنابراین، به ازای L_{log} ثابت، تأثیر پدیده غیرخطی کر نوری افزایش یافته و در نتیجه، شیفت فاز بیشتری حاصل می‌شود. این پدیده را می‌توان این‌گونه نیز تعبیر نمود: با افزایش توان متوسط ورودی، شدت نور ناحیه شیار نیز افزایش یافته و در نتیجه با توجه به رابطه (۱) برای ضریب شکست کل، تأثیر عبارت $n_2 I$ افزایش یافته و از اینرو، پدیده مدولاسیون خود-فاز ناشی از اثر کر نوری، قویتر شده و در نهایت، پهنای طیفی پالس توان افزایش یافته و در واقع، تعداد مؤلفه‌های فرکانسی آن بیشتر می‌شوند.

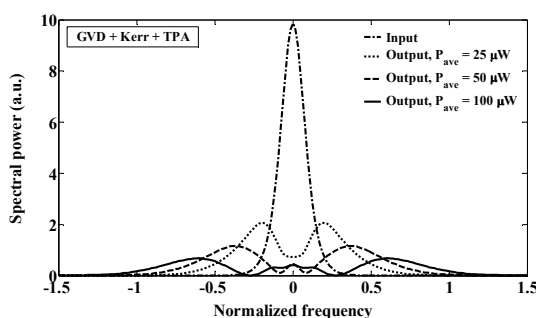
مقایسه منحنی‌های شکل ۲(الف) با منحنی‌های شکل ۲(ج) نیز نشان می‌دهد که در حالت احتساب پدیده جذب دو-فوتونی، دامنه توان نرمالیزه در حوزه زمان به شدت افت کرده و پالس خروجی در مقایسه با پالس ورودی دچار پهن‌شدگی زمانی نیز می‌شود. این رفتارها را می‌توان این‌گونه استدلال نمود که پدیده جذب دو-فوتونی با توجه به رابطه (۳)، موجب افزایش ضریب جذب موجبر شده و از این طریق، توان انتشاری متوسط پالس کاهش می‌یابد. پیک پالس، بیشترین تأثیر و بخش‌های ابتدایی و انتهایی آن، کمترین تأثیر را در این تغییرات بر عهده دارند. بنابراین، توان نرمالیزه پالس خروجی در بخش پیک مرکزی در مقایسه با بخش‌های ابتدایی و انتهایی آن کاهش بیشتری داشته و از اینرو، عرض پالس خروجی در حوزه زمان افزایش می‌یابد.



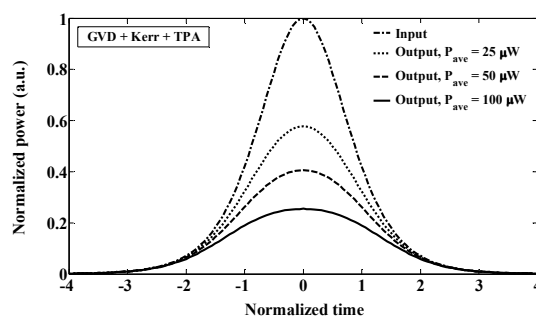
(ب)



(الف)



(د)



(ج)

شکل ۲: پروفیل‌های توان نرمالیزه در حوزه زمان ((الف) و (ج)) و پروفیل‌های توان طیفی ((ب) و (د)) در نظر گرفتن پالس ورودی سکانت هیپربولیک و پدیده‌های پاشیدگی سرعت گروه، کر نوری و جذب دو-فوتونی به ازای مقادیر مختلف توان متوسط ورودی در موجبر شیار استریبی بخش ۱-۳.

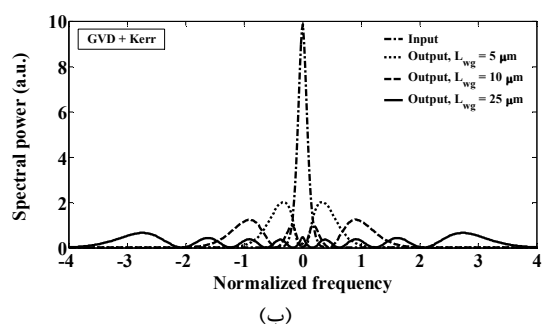
۲-۳- بررسی تأثیر طول موجبر

مشخصات موجبر شیاری استرپی تحلیل شده در این بخش عبارتند از $h_H = 250 \text{ nm}$, $w_S = 100 \text{ nm}$, $w_H = 200 \text{ nm}$, $n_{2H} = 5 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$, $n_B = n_C = n_S = 1.46$, $n_H = 3.48$, $n_{2B} = n_{2C} = 2.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ و $n_{2S} = 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$. حداقل مقدار سطح مؤثر برهمکنش غیرخطی مرتبه سوم، $A_{eff} = 0.1132 \mu\text{m}^2$ می‌باشد که به ازای $n_{2S}P_{in} = 0.03 \mu\text{m}^2$ حاصل می‌شود. بنابراین، پارامتر غیرخطی مود اصلی quasi-TE این موجبر شیاری به ازای حداقل مقدار A_{eff} عبارتست از $L_{NL} = 0.93 \mu\text{m}$: داریم: $\gamma_{NL} = 358.1 \text{ (W-m)}^{-1}$. همچنین، به ازای طول موج مرکزی $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ داریم: $L_D = 1 \text{ m}$. بنابراین در این موجبر نیز $N^2 = L_D/L_{NL} \gg 1$ بوده و رژیم غالب غیرخطی حاکم است.

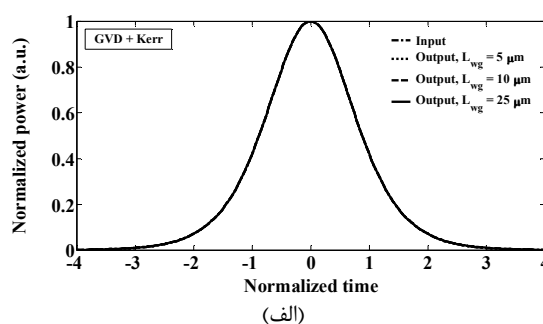
نتایج شبیه‌سازی انتشار پالس در این موجبر شیاری استرپی به ازای مقادیر مختلف طول موجبر با در نظر گرفتن پدیده‌های پاشیدگی سرعت گروه، کر نوری و جذب دو-فوتونی در شکل ۳ نشان داده شده‌اند. همان‌طور که می‌دانیم، پدیده مدولاسیون خود-فاز موجب پهن شدن طیف پالس می‌شود، ولی پروفیل زمانی آن را تغییر نمی‌دهد. از طرفی، انتظار می‌رود که پدیده پاشیدگی سرعت گروه موجب پهن شدن پروفیل زمانی پالس شود. در حالی که مطابق منحنی‌های شکل ۳(الف)،

پروفیل‌های زمانی خروجی به ازای هر سه مقدار L_{wg} با پروفیل زمانی ورودی یکسان هستند، زیرا به ازای مقادیر مفروض طول موجبر، $L_{wg} \ll L_D$ بوده و بدین ترتیب، پدیده پاشیدگی سرعت گروه تأثیر قابل توجهی نخواهد داشت.

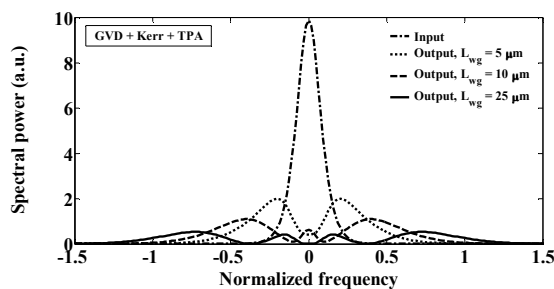
با مقایسه منحنی‌های شکل ۳(الف) با منحنی‌های شکل ۳(ج)، مشاهده می‌شود که پروفیل‌های توان نرمالیزه در حالت احتساب پدیده جذب دو-فوتونی دچار افت دامنه شده و در واقع، انرژی پالس کاهش می‌یابد. بدیهی است که دلیل آن، کاهش توان انتشاری ناشی از تلفات جذب دو-فوتونی می‌باشد. علاوه بر این، مشاهده می‌شود که با در نظر گرفتن پدیده جذب دو-فوتونی، پالس‌های خروجی دچار پهن‌شدگی زمانی می‌شوند. دلیل این رفتار این است که پدیده جذب دو-فوتونی با توجه به رابطه (۳)، موجب افزایش ضریب جذب موجبر شده و از این طریق، توان انتشاری متوسط پالس کاهش می‌یابد. پیک پالس، بیشترین تأثیر و بخش‌های ابتدایی و انتهایی آن، کمترین تأثیر را در این تغییرات بر عهده دارند. بنابراین، توان نرمالیزه پالس خروجی در بخش پیک مرکزی در مقایسه با بخش‌های ابتدایی و انتهایی آن کاهش بیشتری داشته و از اینرو، عرض پالس خروجی در حوزه زمان افزایش می‌یابد. مطابق منحنی‌های شکل ۳(ج)، با افزایش طول موجبر، پهن‌شدگی بیشتری نیز در پالس زمانی حاصل می‌شود.



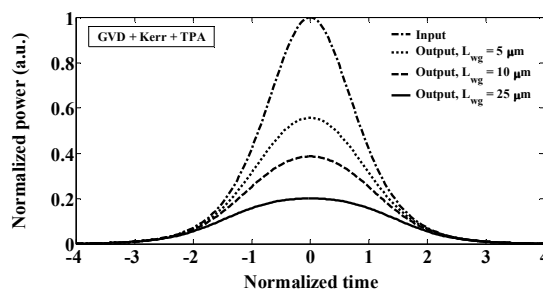
(ب)



(الف)



(د)



(ج)

شکل ۳: پروفیل‌های توان نرمالیزه در حوزه زمان ((الف) و (ج)) و پروفیل‌های توان طیفی ((ب) و (د)) با در نظر گرفتن پالس ورودی سکانت هیپربولیک و پدیده‌های پاشیدگی سرعت گروه، کر نوری و جذب دو-فوتونی به ازای مقادیر مختلف طول موجبر شیاری استرپی بخش ۲-۳.

پهن‌شدگی طیفی ناشی از اثر کر نوری نیز در منحنی‌های شکل ۳(ب) و (د) قابل مشاهده است. مقایسه شکل ۳(ب) با شکل ۳(د)، نشان می‌دهد که با در نظر گرفتن پدیده جذب دو-فوتونی، به ازای مقادیر یکسان طول موجبر، ضمن کاهش انرژی پالس، پهن‌شدگی طیفی نیز کاهش می‌یابد. زیرا تأثیر پدیده جذب دو-فوتونی، افزایش تلفات جذبی و در نتیجه، افت توان انتشار می‌باشد. بنابراین، ضمن کاهش انرژی پالس، شدت نور ناحیه شیار و به تبع آن، تأثیر پدیده کر نوری کاهش یافته و در نتیجه، پهن‌شدگی طیفی کمتری حاصل می‌شود. همچنین، مطابق منحنی‌های شکل ۳(ب) و (د)، با افزایش طول موجبر، شیفت فاز بیشتری نیز حاصل می‌شود. زیرا نسبت L_{wg} به L_{NL} افزایش یافته و کسر بیشتری از طول غیرخطی موجبر لحاظ شده و در نتیجه، تأثیر پدیده کر نوری افزایش می‌یابد.

۴- نتیجه‌گیری

فرمولاسیون تحلیل غیرخطی انتشار پالس نوری و پدیده مدولاسیون خود-فاز در موجبر شیاری فوتونیک سیلیکونی پایه‌ریزی شده و معادله شرودینگر غیرخطی اصلاح‌شده با در نظر گرفتن اثرات غیرخطی کر نوری و جذب دو-فوتونی و پدیده پاشیدگی سرعت گروه بدست آمد. از روش فوریه دو مرحله‌ای برای حل این معادله استفاده شد و ضمن بررسی اثرات افزایش توان متوسط پالس ورودی و طول موجبر، پدیده مدولاسیون خود-فاز در دو موجبر شیاری استریپی تحلیل شد.

پدیده پاشیدگی سرعت گروه ضمن ایجاد چیرپ فرکانسی، موجب پهن‌شدگی پالس در حوزه زمان شده ولی تأثیری در طیف فرکانسی پالس ندارد. در ضمن، پالس‌های نوری تحت تأثیر پدیده پاشیدگی سرعت گروه، پروفیل متقارن خود در هر دو حوزه زمان و فرکانس را حفظ می‌نمایند.

از طرفی، اثر کر نوری باعث می‌شود که بخش‌هایی از پالس نوری انتشاری که در مقایسه با سایر نواحی پالس از شدت نور بالاتری برخوردارند، با ضریب شکست بزرگتری مواجه می‌شوند. این ضریب شکست وابسته به شدت نور، منجر به بروز پدیده مدولاسیون خود-فاز می‌شود. تأثیر این پدیده، چیرپ فرکانسی و پهن‌شدگی طیفی پالس با حفظ شکل پالس در حوزه زمان است. پالس‌های نوری تحت تأثیر پدیده کر نوری نیز پروفیل متقارن خود در هر دو حوزه زمان و فرکانس را حفظ می‌نمایند.

پدیده جذب دو-فوتونی نیز از طریق مکانیزم‌های جذب غیرخطی و تولید حامل‌های آزاد موجب محدود شدن اثر کر

نوری و در نتیجه، تضعیف پدیده مدولاسیون خود-فاز می‌شود. افزایش توان متوسط پالس ورودی و افزایش طول موجبر موجب افزایش تأثیرگذاری اثرات غیرخطی کر نوری و جذب دو-فوتونی و پدیده پاشیدگی سرعت گروه بر روی پالس انتشاری موجبر می‌شوند.

ویژگی‌های منحصربه‌فرد موجبرهای شیاری در تحقق شدت نور بالا در محل شیار و امکان استفاده از Si-nc:SiO₂ به عنوان یک ماده غیرخطی قوی در این ناحیه و مناسب بودن خاصیت غیرخطی مرتبه سوم در تحقق قطعات فعال تمام-نوری تمام-سیلیکونی نیز از نتایج مهم این مقاله محسوب می‌شوند.

مراجع

- [1] A. Habibzadeh-Sharif and M. Soleimani, "Analysis of the Nonlinear Effects in the Silicon Photonics," *Journal of Nonlinear Systems in Electrical Engineering*, Vol. 1, No. 2, pp. 45-58, 2014.
- [2] R. Dekker, N. Usechak, M. Först, and A. Driessen, "Ultrafast nonlinear all-optical processes in silicon-on-insulator waveguides," *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 40, pp. R249-R271, 2007.
- [3] R. del Coso and J. Solis, "Relation between nonlinear refractive index and third-order susceptibility in absorbing media," *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 21, No. 3, pp. 640-644, 2004.
- [4] G. Priem, P. Bienstman, G. Morthier, and R. Baets, "Impact of absorption mechanisms on Kerr-nonlinear resonator behavior," *Journal of Applied Physics*, Vol. 99, Issue 6, pp. 063103-1-063103-8, 2006.
- [5] R. Soref and B. Bennett, "Electrooptical effects in silicon," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 23, No. 1, pp. 123-129, 1987.
- [6] M. Lipson, "Guiding, modulating, and emitting light on silicon—challenges and opportunities," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 23, No. 12, pp. 4222-4238, 2005.
- [7] A. Habibzadeh-Sharif and M. Soleimani, "Efficient Lanczos-Fourier expansion-based transmission line formulation for full-wave modal analysis of optical waveguides," *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 29, No. 6, pp. 1296-1304, 2012.
- [8] A. Habibzadeh-Sharif and M. Soleimani, "Analysis and Design of a Rib-like-based Slot Waveguide for Nonlinear Silicon Nanophotonics," *Journal of Modern Optics*, Vol. 60, No. 11, pp. 891-899, 2013.
- [9] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 5th Edition, Academic Press, 2013.
- [10] P. Muellner, M. Wellenzohn, and R. Hainberger, "Nonlinearity of optimized silicon photonic slot waveguides," *Optics Express*, Vol. 17, No. 11, pp. 9282-9287, 2009.
- [11] J. Leuthold, C. Koos, and W. Freude, "Nonlinear silicon photonics," *Nature Photonics*, Vol. 4, pp. 535-544, 2010.
- [12] C. Koos, L. Jacome, C. Poulton, J. Leuthold, and W. Freude, "Nonlinear silicon-on-insulator waveguides for all-optical signal processing," *Optics Express*, Vol. 15, No. 10, pp. 5976-5990, 2007.
- [13] Q. Lin, O. J. Painter, and G. P. Agrawal, "Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: modeling and applications," *Optics Express*, Vol. 15, No. 25, pp. 16604-16644, 2007.
- [14] B. Jalali and S. Fathpour, "Silicon photonics," *Journal of lightwave technology*, Vol. 24, No. 12, pp. 4600-4615, 2006.
- [15] G. T. Reed and A. P. Knights, *Silicon Photonics: An Introduction*, John Wiley & Sons, 2004.